Université Louis Pasteur - Strasbourg I

THESE

présentée par

Franck Lavaud

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE DE LOUIS PASTEUR
STRASBOURG I

Sujet :

Etude de la multifragmentation pour le système Au+Au entre 40 et 100 MeV/A : expansion et flot radial

Soutenue le 28 Septembre 2001 devant le jury composé de :

Monsieur N.Rowley	Directeur de Thèse
Monsieur E.Plagnol	Co-Directeur de Thèse
Monsieur B.Tamain	Rapporteur
Monsieur J.Gosset	Rapporteur
Monsieur Ch.Cerruti	Rapporteur
Monsieur L.Tassan-Got	
Monsieur W.Trautmann	Invité
Monsieur W.Reisdorf	Invité

Remerciements

Je tiens à remercier Sydney Galès et Nimet Frascaria de m'avoir offert la chance d'effectuer une thèse l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay mais également, de m'avoir donné les moyens de mener à bien mes travaux de recherche.

J'aimerais aussi dire ma profonde gratitude à toutes les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse : Monsieur Christian Cerruti en tant que président de ma soutenance, Messieurs Bernard Tamain et Jean Gosset pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail ; Messieurs Wolfgang Trautmann, Willis Reisdorf et Laurent Tassan-Got pour leur participation à la soutenance.

Au terme de ces trois années de travail, il est difficile de trouver les mots pour exprimer la reconnaissance que j'éprouve l'égard d'Eric Plagnol, mon directeur de thèse. Il a su, tout au long de ce travail de recherche, être toujours à mon écoute, répondre à mes attentes et me transmettre, le cas échéant, ses connaissances. Qu'ajouter, sinon que si je devais à nouveau faire le choix d'une thèse sous sa direction, je n'hésiterais à aucun moment. Pour toutes ces raisons, Eric a toute ma reconnaissance.

Je tiens également remercier mon co-directeur de thèse, Neil Rowley. Tout d'abord, pour le formidable enseignant de DEA qu'il est, mais également pour avoir su, malgré la distance qui nous séparait, se tenir informé de l'avancement de mes travaux.

Ma reconnaissance va également à l'ensemble des physiciens de la collaboration INDRA. Ils ont su, que ce soit aux travers de nombreuses réunions de collaboration ou lors de discussions, me faire partager leurs solides expériences scientifiques. La diversité des sujets, des approches théoriques ou méthodologiques abordées par cette collaboration furent pour moi extrêmement enrichissantes.

Je ne peux m'empêcher de souligner ma gratitude à l'ensemble du groupe ALADIN parmi lequel j'ai eu la chance de travailler. Je pense en particulier à Wolfgang Trautmann, Walter Muller, Jerzy et Ketel. Ils se sont toujours montrés d'une rare disponibilité. Chacun de mes déplacements à GSI fut pour moi l'occasion de partager leur immense savoir scientifique, pour tout cela Merci. Je tiens à souligner que ce n'est que grâce à cette étroite collaboration que nous avons réussi à obtenir un jeu de données de grande qualité et cela dans des temps tout à fait remarquable.

Je ne saurais oublier mes collègues d'Orsay avec qui j'ai eu grand plaisir à partager ces années de thèse. Je pense tout d'abord aux physiciens du groupe NIM qui ont su m'accueillir formidablement bien. Une amicale pensée pour Alain Brunelle, qui s'est révélé être un extraordinaire chef de groupe. Sans oublier mes chères voisines de bureau : Sylvie Pierre et Claude Cabot, leurs sourires et gentillesses vont me manquer. Mes remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas : X.Campi, H.Krivine, M.F.Rivet, B.Borderie, P.Roussel, E.Galichet, S.Barbey, R.Bimbot, D.Jacquet, N.Degouy qui se sont toujours montrés d'une très grande disponibilité.

Ces quelques années à l'IPN d'Orsay n'auraient sans aucun doute pas été aussi appréciables sans les membres du groupe PACS. Je ne peux m'empêcher de dire quelques mots pour : Laurent Tassan-Got, une personne de grandes qualités et d'une gentillesse remarquable ; Claude Stephan, toujours joyeux et avec qui il est très agréable de parler ; Fanny Rejmund, une talentueuse et formidable collègue qui va me manquer. Un dernier clin d'oeil pour Laure, Charles Olivier Bacri, Laurent et Sylvain, qui ont su être de merveilleux camarades de route.

Pour terminer cette liste non exhaustive de remerciement, je tiens à adresser toute ma reconnaissance à ma famille, mes parents, ma grand-mère ainsi qu'à mon amie, pour leurs soutiens et leurs amours.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Chapitre 1

Introduction

La multifragmentation est peut-être l'un des processus les plus remarquables que l'on puisse observer lors de l'étude de collisions nucléaires : partant de deux noyaux lourds, dotés d'une vitesse relative élevée (v$\simeq$c/3), on peut parvenir à la production de cinq à dix fragments de masses intermédiaires (noyaux dont la charge Z est au moins égale à 3, dénommés IMF), associés à plusieurs dizaines de particules légères (neutrons et particules chargées, Z=1, 2 dénommés LCP). Ce processus se distingue donc nettement de ce qui est observé à des énergies relatives proches de la barrière coulombienne où les noyaux détectés, en voie de sortie, sont soit des noyaux proches du projectile ou de la cible, soit des particules légères associées à un résidu de fusion. A haute énergie (E_{inc}>200 MeV/A)[1, 2], le système semble se volatiliser complètement et seules des particules légères sont observées. C'est aux énergies intermédiaires, dit domaine d'énergie de Fermi (20<E_{inc}<100 MeV/A, pour des collisions d'ions lourds de taille comparables) que ces processus de multifragmentation sont observés pour des collisions centrales.

L'étude de ces processus a montré que cette multifragmentation correspondait à une voie de désexcitation privilégiée pour des noyaux possédant des énergies d'excitation élevées. Ainsi, ces processus peuvent être observés non seulement lors de collisions centrales d'ions lourds, mais également lors de collisions proton+noyau (voire anti-proton [3, 4] ou pion+noyau [3]), à condition que des énergies d'excitation suffisamment élevées soient atteintes, typiquement 3 MeV/A. Ces processus peuvent également être observés pour des réactions périphériques entre ions lourds. L'exemple le plus connu de telles études a été apporté par la collaboration Aladin, lors de l'étude de la collision de Au+Au entre 400 et 1000 MeV/A [5, 6] où a été observée la montée et la chute (The Rise and Fall) de la multifragmentation, synonymes de la croissance puis de la décroissance de la multiplicité de fragments observés.

Pour des raisons aussi bien expérimentales que théoriques, les collisions centrales entre ions lourds, dans le domaine de Fermi, restent le domaine privilégié de l'étude de la multifragmentation. Expérimentalement, parce que dans ces conditions, la détermination des tailles et des énergies cinétiques des fragments produits est rendue plus aisée par la cinématique. Au niveau théorique, les collisions centrales entre noyaux lourds permettent l'étude de systèmes de très grandes tailles, produisant des fragments de nature très variée, facilitant leur analyse statistique. La détection simultanée de l'ensemble des produits d'une collision, pouvant comporter plus de 30 LCP et 10 IMF, reste un défi technique important et plusieurs générations de détecteurs ont été nécessaires avant d'arriver à une configuration satisfaisante : le détecteur INDRA, construit par une collaboration de laboratoires français (GANIL (Caen), IPN (Orsay), LPC(Caen) et le DAPNIA(Saclay, CEA)) est un exemple de ce type de détecteurs.

L'intérêt que porte la communauté scientifique à la multifragmentation nucléaire a des raisons profondes. En effet, la similitude entre ces processus de multifragmentation et la physique des transitions de phase est apparue très rapidement. La matière nucléaire est en effet souvent comparée à un liquide en raison de la courte portée de l'interaction nucléaire forte. A température nulle (noyaux dans leur état fondamental), la formule de masse dite de la goutte liquide en est un exemple fameux. A température finie, le mode de refroidissement dit d'évaporation, où des particules légères sont émises pour permettre au noyau de revenir à son état fondamental, poursuit cette analogie. A très haute énergie d'excitation, la vaporisation complète des noyaux est observée : ainsi peut-on comparer cette évolution des processus de refroidissement à une transition de phase entre un état liquide et un état gazeux. L'observation de distributions en taille de fragments en loi de puissance, analogue aux prévisions de la théorie de Fischer [7] complète cette analogie. L'intérêt de l'étude de ces processus nucléaires est amplifié par le fait que, jusqu'à une période récente, seul le domaine nucléaire permettait une étude microscopique des propriétés individuelles (charge, masse, vitesse) des fragments produits et donc une étude fine des caractéristiques du gaz et du liquide ainsi qu'un test précis des théories microscopiques. Aujourd'hui, de telles études sont entreprises dans d'autres domaines (physique atomique, physique des agrégats,...) mais la physique nucléaire conserve des atouts expérimentaux et théoriques indéniables.

La pertinence de cette analogie entre multifragmentation et transition de phase reste débattue [8]. Elle ne sera définitivement établie que lorsque la nature thermodynamique des processus observés sera démontrée, et lorsque certaines quantités fondamentales (température et densité critiques, courbe de coexistence, ...) auront été déterminées. Bien que de nombreux arguments soient apportés (capacités calorifiques négatives [9, 11, 10], courbes caloriques [12, 13], décompositions spinodales [14] ...), une démonstration rigoureuse reste à faire. Celle-ci est rendue complexe par la taille finie (et petite) des systèmes étudiés et par la présence perturbatrice (?) de l'interaction coulombienne à longue portée. Il reste très difficile de déterminer, par exemple, les températures et les densités par lesquelles passe le système étudié avant de multifragmenter.

Au seuil du domaine de Fermi (~20 MeV/A), les comparaisons des caractéristiques des produits détectés avec les prévisions des modèles statistiques [19, 20, 21, 22, 24, 25] semblent montrer que ces caractéristiques sont déterminées lorsque le système atteint une densité suffisamment faible pour que les fragments n'aient plus d'interaction forte entre eux. C'est le point de *freeze-out*, c'est-à-dire de congélation. Comment ces densités (de l'ordre d'un tiers de la densité nucléaire nominale, ρ_0) sont-elles atteintes ? Deux processus, au moins, sont invoqués : soit via la pression thermique produite par l'échauffement du milieu en raison des collisions nucléon-nucléon, soit par un phénomène de décompression issue de la forte compression résultant de la grande vitesse relative des noyaux incidents. Il est fort probable que ces deux processus agissent en parallèle.

Alors qu'à ces basses énergies, les énergies cinétiques de fragments sont tout à fait compatibles avec les énergies thermiques et coulombiennes correspondant à ces densités, à plus haute énergie incidente ($>$ 40 MeV/A), un excès d'énergie cinétique des fragments est observé [22, 24, 25, 26, 27, 8, 28]. Cet excès, mesuré par rapport aux prévisions des modèles pour des densités de freeze-out de $\rho_0/3$, est dénommé énergie de flot. C'est une énergie qui semble refléter un mouvement collectif dont la valeur, pour un fragment donné, serait proportionnelle à la position de celui-ci par rapport au centre du système : c'est donc une expansion auto-similaire de type de Hubble. Il faut noter que ce type d'expansion ne peut pas être distingué d'une expansion coulombienne émanant d'une éventuelle compression initiale forte. Provenant de cette compression initiale, cette énergie de flot pourrait être considérée comme une mémoire de l'évolution du système avant d'atteindre le point de freeze-out. Pourrait-elle donc apporter une certaine connaissance de la trajectoire, dans le plan T-ρ, que suit le système, entre le point initial de thermalisation et la configuration de freeze-out ?

La pertinence de ce type de question est confirmée par les résultats des études récentes menées par X.Campi, H.Krivine et N.Sator [29]. Utilisant des calculs de Dynamique Moléculaire Classique (CMD) pour des systèmes non chargés, ils ont étudié les propriétés des clusters dans des milieux thermalisés. Contrairement aux hypothèses faites par les modèles thermodynamiques usuels (qui supposent, par exemple, des fragments sphériques à densité nominale, limitant ainsi les densités de freeze-out accessibles), ils ont montré que la notion de clusters pouvait être étendue à des milieux denses (ρ>0.3) et que la distribution en taille de ces clusters ne dépendait que de l'énergie totale du système. La notion de freeze-out pourrait ne pas être limitée à des densités faibles. Encore faudrait-il alors comprendre l'évolution dynamique du système entre ce point de haute densité et le point où l'interaction forte cesse d'agir.

Eclairer ces problèmes, essentiels pour la compréhension des phénomènes de transition de phase dans des milieux de tailles finies et isolés, ne peut se faire qu'en disposant de données couvrant le domaine où apparaît cette énergie de flot. Pour constituer un ensemble de données de qualité, la collaboration *INDRA* a décidé, en collaboration avec le groupe ALADIN du GSI, d'effectuer une campagne de mesures, utilisant l'accéléteur SIS de GSI pour étudier les systèmes Xe+Sn et Au+Au entre 40 et 250 MeV/A et C+Au entre 100 et 1800 MeV/A. Ces mesures ont été effectuées entre 1997 et 1999.

Le travail de cette thèse, consacrée au système Au+Au entre 40 et 100 MeV/A, recouvre donc la période de la prise des données, la réduction des données recueillies, c'est-à-dire la conversion des informations électroniques issues du détecteur en données physiquement significatives, et une première analyse physique basée sur l'idée que les collisions centrales sont le siège d'une multifragmentation statistique. Que ceci ait été possible dans un délai relativement court n'est dû qu'à l'effort concerté de ces deux collaborations.

L'exposé de cette thèse suit un plan naturel. Une première partie expose les résultats consacrés à la réduction des données dont j'ai été chargé. A la suite de cela, j'expose les méthodes utilisées pour sélectionner les collisions centrales. Le partie suivante présente les résultats de l'analyse de ces données avec le modèle statistique SMM : de cette analyse seront extraits la taille des systémes, leurs énergies thermiques et leurs énergies de flot qui constituent les résultats expérimentaux essentiels de cette thèse. La dernière partie exposera les remarques et les réflexions issues de calculs CMD que nous avons effectués, afin de discuter la validité de certaines hypothèses des modèles statistiques que nous avons utilisés dans notre analyse, notamment entre autres la signification du freeze-out et l'origine des énergies de flot.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

La réalisation du multidétecteur *INDRA* [33, 34] avait pour objectif essentiel de répondre à des attentes précises concernant l'étude de noyaux chauds : processus de désexcitation, étude du phénomène de compression-expansion, transition de phase dans la matière nucléaire. Tous ces champs d'investigation se devaient d'être traités. Aussi, la conception du multidétecteur *INDRA* fut l'objet d'une attention toute particulière. Dans les paragraphes suivants, nous rappellerons succinctement les techniques expérimentales existantes, puis nous enchaînerons sur un descriptif du dispositif expérimental d'*INDRA*.

2.1 Origine et historique du multidétecteur INDRA

2.1.1 Présentation des instruments de détection avant la conception d'INDRA : Avantages et inconvénients

Pour une meilleure compréhension des mécanismes de réaction entrant en jeu lors de collisions entre ions lourds, il est apparu rapidement nécessaire d'être capable de détecter l'ensemble des produits émis. C'est pourquoi, parallèlement aux progrès technologiques, des détecteurs 4π ont vu le jour [35]. Dans un premier temps, ces études furent focalisées sur la détection de neutrons. L'un des avantages de ce type de dispositif expérimental est sa capacité à comptabiliser les neutrons émis, ceci grâce sa couverture angulaire. Il n'est pas certain que les réactions les plus dissipatives soient associées aux multiplicités de neutrons les plus importantes. En effet, les particules chargées jouent un rôle essentiel et la multiplicité des neutrons ne constitue ainsi qu'une information partielle. Pour y remédier le multidétecteur Détecteur Modulaire de Neutron (*DEMON* [36]) a été réalisé. Il a été possible de déterminer les spectres en énergie cinétique des neutrons grâce à la méthode de temps de vol, technique que nous aborderons dans le paragraphe suivant. Des problèmes de diaphonie entre compteurs, ainsi que la nécessité de grandes valeurs pour la base de vol, ont conduit à limiter la surface de détection à quelque pour cent.

Ces incompatibilités rendent difficile la prise de mesures des caractéristiques cinétiques ainsi que la multiplicité des neutrons émis.

Parallèlement au développement de ces détecteurs à neutrons, des détecteurs de particules chargées ont été développés à l'ISN de Grenoble (Amphora [37]) ainsi qu'à Saint-Louis aux USA (Miniball [38]). Grâce à l'expérience acquise avec ces détecteurs, une nouvelle génération de détecteur 4π, pour particules chargées, a pu voir le jour. *INDRA* en est un exemple.

Dans la plupart des cas, la caractérisation des fragments émis s'effectue selon l'une des techniques suivantes : soit en considérant les pertes d'énergie ΔE-E, soit à partir des temps de vol ΔE-Temps, ou bien encore en utilisant un champ magnétique séparant les fragments en fonction de leur charge et de leur vitesse. Dans le premier cas, il est impératif que les noyaux s'arrêtent dans le détecteur, permettant ainsi de déterminer correctement leur énergie incidente et leur charge. La technique de temps de vol consiste à mesurer, sur une longueur l, la durée de vol ainsi que l'énergie de la particule considérée, de cette manière la masse peut être obtenue. Notons qu'une bonne résolution en masse, aux alentours du noyau de calcium, nécessite à 50 MeV/A une base de temps de vol très importante, ceci interdit alors l'utilisation de cette méthode pour des détecteurs 4π.

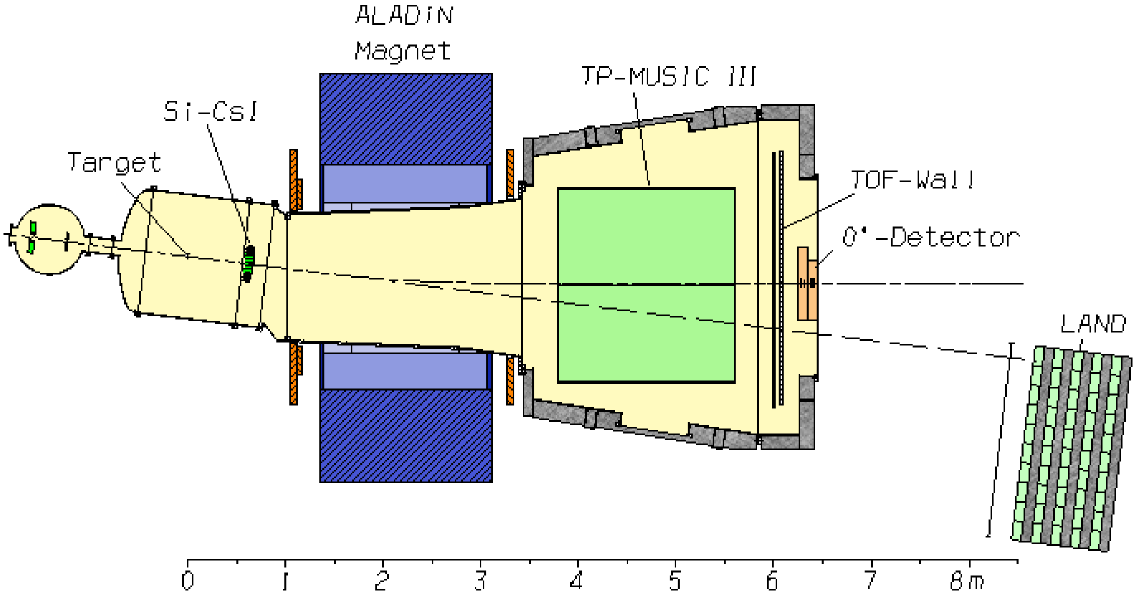


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental ALADIN

L'identification en masse peut également s'effectuer à l'aide d'un champ magnétique. Le rayon de courbure dépend de la masse du fragment considéré et du champ appliqué. Cette dernière technique, ainsi que l'analyse basée sur le temps de vol, ont été utilisées dans de nombreuses expériences telles que *FOPI* [42] et *ALADIN* [43] (*Fig.* 2.1). Un point important à souligner concerne la gamme en énergie considérée : il s'agit du GeV.

Dans le cas d'INDRA, pour étudier les caractéristiques physiques des noyaux chauds, nous nous plaçons en dessous de 200 MeV/A. Dès lors, il devient envisageable de mesurer directement la perte d'énergie en s'appuyant sur la méthode ΔE-E.

2.1.2 Le multidétecteur *INDRA* : Les principes de sa conception

Le multidétecteur *INDRA*, acronyme d'Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrue, est né de l'expérience acquise auprès des premiers détecteurs 4π et d'une collaboration entre différents laboratoires de recherche : le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (Caen), le Laboratoire de Physique Corpusculaire (Caen), les Instituts de Physique Nucléaire de Lyon et d'Orsay ainsi que le DAPNIA (CEA-Saclay). Cet échange de savoir-faire a permis de doter le détecteur *INDRA* de caractéristiques essentielles :

- Couverture angulaire de 90% de l'espace
- Granularité optimale :
  A l'aide de simulation numérique, il a été possible de déterminer la granularité optimum d'*INDRA*. Partant d'une multiplicité en particules légères de ~40 et de ~10 pour les ions lourds, la granularité a été déterminée suivant un taux de détection multiple ne devant pas excéder 5%. Soulignons que l'augmentation du nombre de détecteurs, outre son coût financier non négligeable, conduit à un accroissement des zones mortes (parois séparant les cellules de détection). Dès lors, des simulations de réactions ont été effectuées en considérant différentes configurations de détection. Ces études ont permis d'aboutir à un compromis entre le nombre de détecteurs à utiliser et la limitation du nombre de coups dans un même détecteur.

- Large gamme en énergie :
  Du fait de la gamme en énergie incidente (de 10 MeV/A à 150 MeV/A) et des énergies d'excitation des noyaux produits (du MeV au GeV), de nombreux mécanismes de réaction sont possibles. Les énergies cinétiques des produits à détecter couvrent également une large gamme, allant des produits presque à l'arrêt dans la cible à ceux ayant la vitesse du projectile, voire au delà. Le détecteur *INDRA* a donc été conçu pour détecter des noyaux avec un seuil de 1 MeV/A et des particules ayant des énergies pouvant atteindre 150 MeV/A.
- Gamme étendue d'identification en charge :
  L'identification en charge d'*INDRA* couvre une large gamme en charge (des protons jusqu'à Z$\simeq$79) et une gamme plus limitée en masse, uniquement pour les fragments très légers ($Z \leq 6$), ayant une énergie cinétique minimum de ~6 MeV/A.

2.2 Caractéristiques générales du multidétecteur INDRA

Les caractéristiques d'*INDRA* font de ce détecteur un outil particulièrement adapté à l'étude des noyaux chauds pour les collisions centrales ayant des énergies de 20 à 100 MeV/A. En raison de la vitesse d'entraînement du faisceau et de la nécessité de détecter tous les noyaux émis lors d'une collision entre le projectile et la cible, la géométrie d'INDRA est en forme de goutte d'eau à symétrie axiale (*Fig.* 2.2).

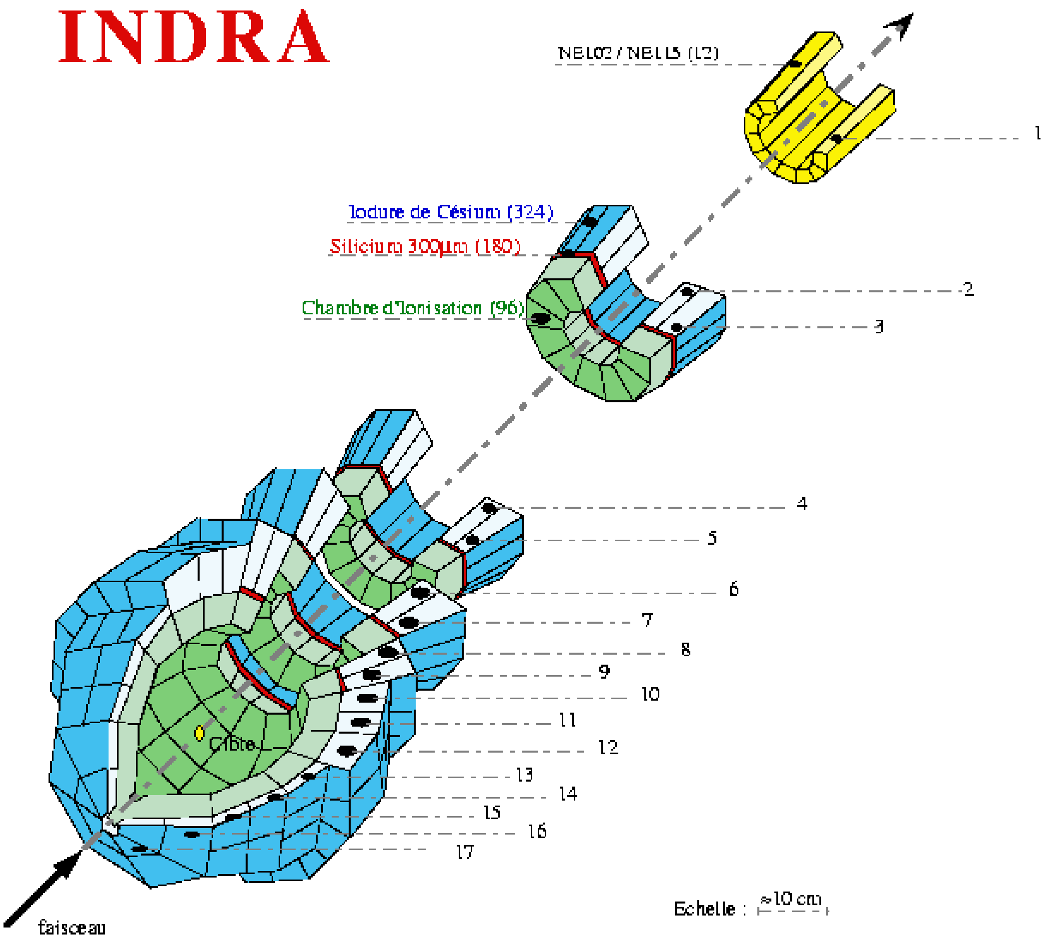


FIG. 2.2 – Schéma de la géométrie d'INDRA (symétrie axiale suivant l'axe du faisceau).

INDRA est basé sur la méthode de perte d'énergie ΔE-E, cette technique impose alors une géométrie de détection adaptée. Dans le cas de ce détecteur, il a été choisi de réaliser un empilement de modules. L'ensemble forme une chaîne de détection complète (*Fig.* 2.3). Sa conception en 17 couronnes facilite l'accès à ses modules, ainsi qu'à son électronique (*Fig.* 2.4), chacune d'entre elles correspond à un domaine angulaire précis.

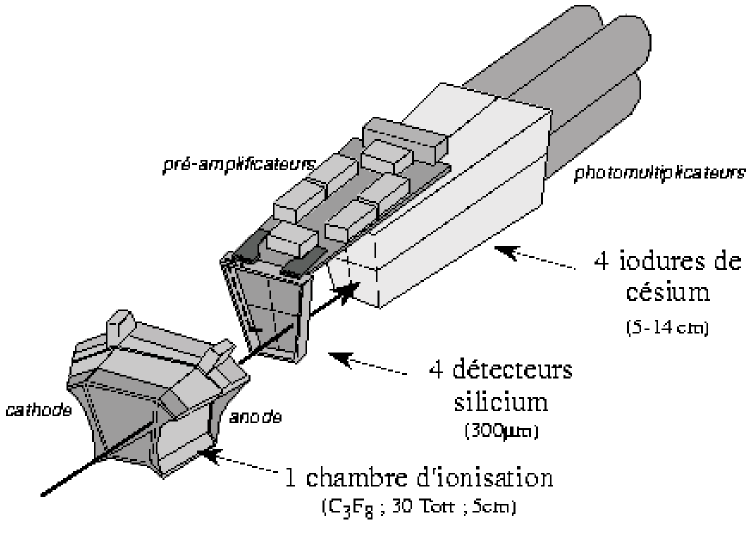


FIG. 2.3 – Décomposition d'une chaîne de détection d'INDRA. Trois types de détecteurs sont couplés : les chambres d'ionisation, les silicium (300 μm) et les détecteurs à iodure de césium (CsI).

Parmi ces couronnes, il est possible de distinguer trois zones angulaires :

- De 2^o à 3^o , la couronne 1 est composée de 12 secteurs (*Fig.* 2.2). Chaque secteur forme un module de détection. Un module est constitué d'un détecteur silicium (Si 300 μm) couplé à 1 scintillateur à iodure de césium (CsI).
- De 3^o à 45^o , les couronnes 2 à 9 se divisent en 12 secteurs (ex : *Fig.* 2.6). A la différence de la couronne 1, en amont des silicium, est ajoutée une chambre d'ionisation (*Fig.* 2.3).
- De 45^o à 176^o , les couronnes 10 à 17 sont différentes de la chaîne de détection précédente : elles ne possèdent pas de détecteur silicium (*Fig.* 2.6).

Dans le paragraphe suivant, nous préciserons les caractéristiques techniques de ces détecteurs. Soulignons que la nécessité de laisser passer le faisceau et le porte cible conduit à introduire des zones mortes dans la zone de détection (notamment entre 0^o et 2^o , 88^o et 92^o et 176^o à 180^o). Les structures métalliques supportant les détecteurs s'associent également à des zones mortes. Ainsi, ce système de détection compte :

- 96 chambres d'ionisation.
- 192 détecteurs silicium de 300 μm.
- 336 détecteurs CsI.
- 8*2 détecteurs étalons.

L'ensemble est placé dans une enceinte sous vide.

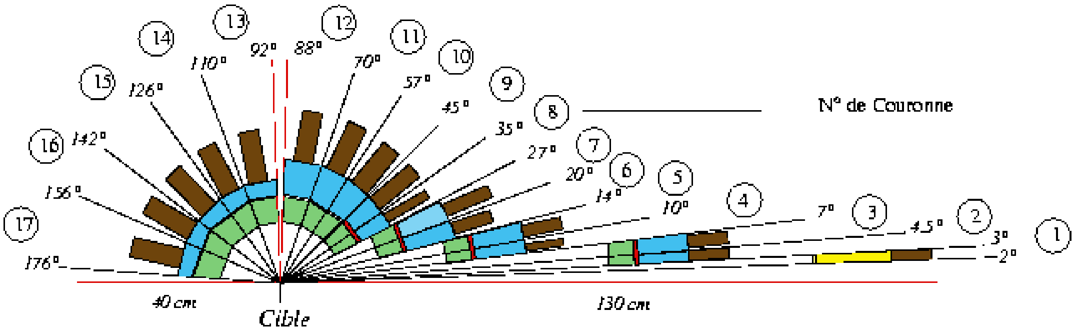


FIG. 2.4 – Schématisation d'une coupe transversale d'INDRA.

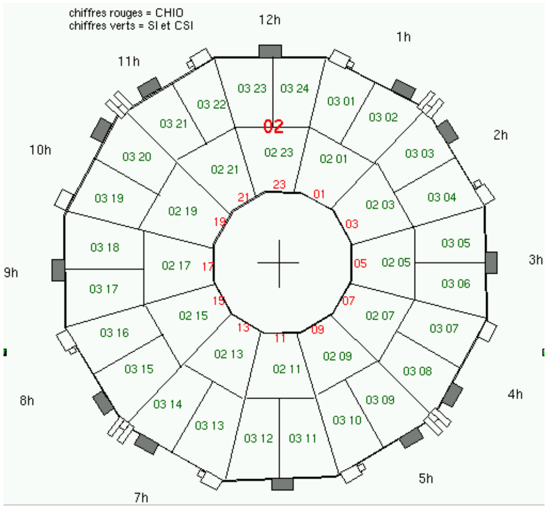


FIG. 2.5 – Couronnes 2 et 3.

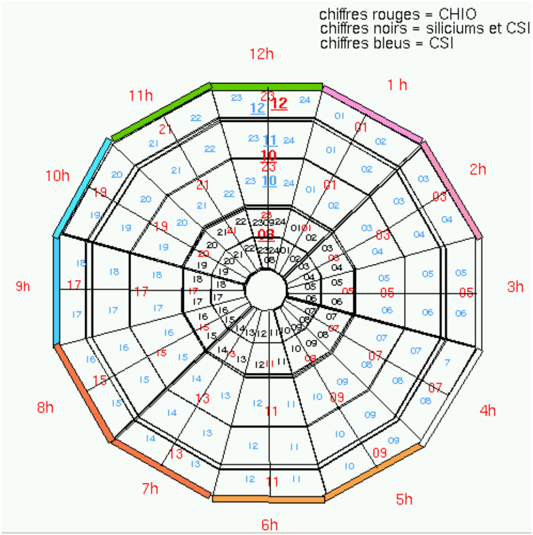


FIG. 2.6 – Couronnes 8 à 12.

2.3 Présentation des détecteurs et de leur électronique

Le détecteur *INDRA* a été conçu dans l'optique d'un système de détection basé sur la méthode en perte d'énergie. De plus, il doit tenir compte de la cinématique et de la multiplicité des produits de désexcitation. Comme expliqué précédemment, l'emploi de la méthode ΔE-E implique que tous les fragments ou particules détectés soient arrêtés dans le détecteur, si tel n'est pas le cas il devient très difficile de déterminer l'énergie totale incidente de ces derniers. Le choix des détecteurs est guidé par la nécessité d'un pouvoir d'arrêt important et d'une bonne résolution en énergie. Le détecteur se doit d'être capable de séparer isotopiquement les particules légères. Dans le cas d'*INDRA*, trois types de détecteurs ont été retenus : les chambres d'ionisation (chio), les silicium (Si) et les scintillateurs à iodure de césium (CsI) couplés à des photomultiplicateurs (*Fig.* 2.3).

Nous allons maintenant décrire les caractéristiques générales de ces détecteurs.

2.3.1 Les chambres d'ionisation

Un détecteur à gaz, telle une chambre d'ionisation, est constitué d'une enceinte remplie d'un gaz ayant un potentiel d'ionisation élevé soumise à un champ électrique. Lorsqu'une particule et/ou un fragment chargé pénètre dans ce détecteur, ils perdent de l'énergie en ionisant sur leur passage les atomes du gaz. Comme l'enceinte de détection est soumise à un champ électrique, les électrons libérés migrent vers l'anode. Pour une particule donnée, le nombre de charges collectées dépend de la différence de potentiel ΔV entre l'anode et la cathode. Il est possible d'observer différents régimes de fonctionnement suivant la gamme en ΔV choisie (*Fig.* 2.7).

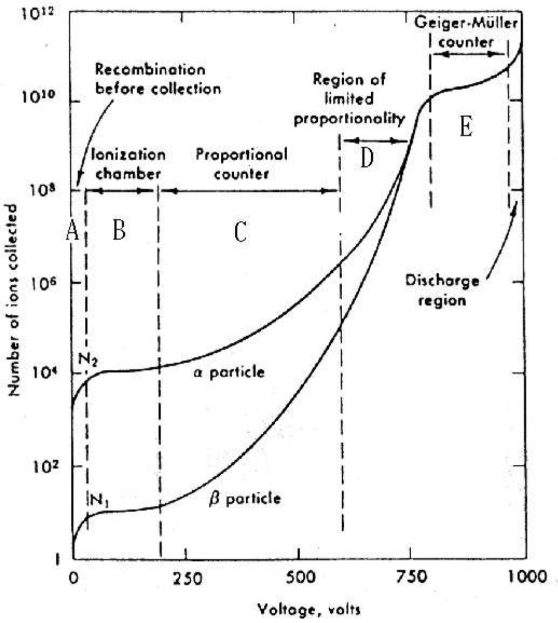


FIG. 2.7 – Gamme de fonctionnement : chambre d'ionisation (région B), compteur proportionnel (région C), compteur Geiger Muller (zone E).

Pour des tensions ΔV faibles (région A), les ions peuvent se recombiner entre eux avant d'atteindre les parois du détecteur. Dans la région B, les ions ont peu de chance de se recombiner, cette gamme correspond au fonctionnement d'une chambre d'ionisation. Au-delà de cette zone, les électrons sont capables d'ioniser à leur tour d'autres molécules du gaz, amplifiant fortement le signal d'origine. Nous parlons alors de compteur proportionnel.

Caractéristiques du détecteur

L'ensemble de 96 chambres d'ionisation constitue le premier étage de détection d'*INDRA*. Elles permettent d'identifier les fragments les plus lourds et les moins rapides. Le gaz utilisé est le C_3F_8. Ce gaz est contenu entre deux feuilles de Mylar aluminisé distantes de 5 cm et épaisses de 2.5 μm. Il a été choisi pour sa non-toxicité et son poids moléculaire de 188 g/mol. La possibilité de l'utiliser sous de faibles pressions (50 mbar pour les couronnes 2 à 7, 30 mbar pour les autres) a permis d'accéder à des seuils en énergie de l'ordre de 1 MeV/A.

Un champ axial est appliqué entre l'anode (fenêtre de sortie) et la cathode (fenêtre d'entrée). Des grilles (fils de Cu-Be de 50 μm espacés de 5 mm) ont été ajoutées afin de corriger les effets de bord perturbant le champ électrique de la chambre d'ionisation.

Comme pour tous les détecteurs, il faut être conscient des risques de dégradation de l'information recueillie. Dans le cas des chambres d'ionisation d'*INDRA*, une forte source de bruit, dégradant le signal final, provient des électrons émis lors de la traversée de la cible par les noyaux du faisceau incident. Afin de collecter ces derniers, un gradient de potentiel, entre le porte cible et le système de détection, doit être appliqué. Cette différence, de l'ordre de 50 kV, permet de limiter le nombre d'électrons atteignant les chambres d'ionisations. Il est à noter que cette valeur de potentiel a une efficacité limitée aux grandes énergies incidentes ($\geq$ 100 MeV/A).

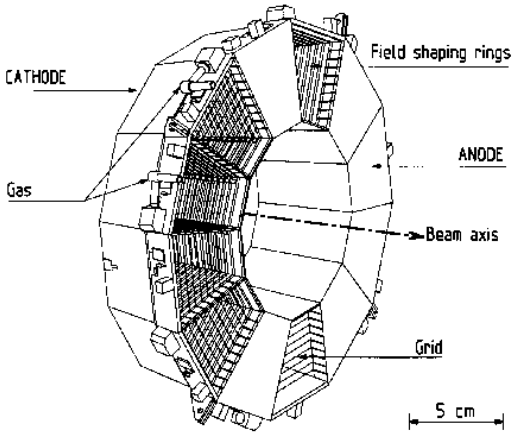


Fig. 2.8 – Chambre d'ionisation, couronnes 4 et 5.

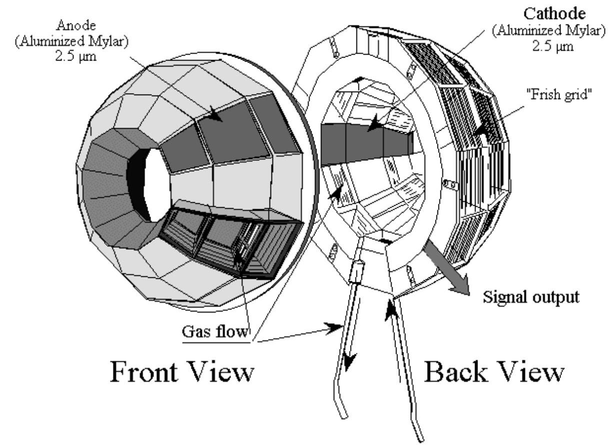


Fig. 2.9 – Chambre d'ionisation, couronnes 8 à 12.

Les chambres d'ionisation sont réparties de la façon suivante :

- De 3^o à 27^o , chaque couronne est divisée en 12 chambres ou cellules indépendantes. Des regroupements par paire de couronnes sont réalisés : chaque cellule de gaz est commune à 2 couronnes. Le gaz est commun à toutes les cellules d'une même paire de couronnes (*Fig.* 2.8).

- Au-delà de 27^o (couronne 7), deux structures mécaniques sont assemblées : un sous-ensemble de détecteurs allant de 27^o à 88^o , puis un second de 92^o à 176^o (*Fig.* 2.9). A la différence de la partie avant, chaque ensemble se décompose en 8 chambres ayant chacune une circulation de gaz et une cathode commune, alors que l'anode est indépendante pour chaque cellule.

2.3.2 Les détecteurs silicium

Le multidétecteur *INDRA* dispose de 192 détecteurs silicium à jonction p-n de 300 μm d'épaisseur. Ils constituent le deuxième étage de détection pour la partie avant du détecteur ($2^o \leq \theta \leq 45^o$). Du fait du nombre important d'ions lourds attendus dans cette région, la granularité de détection est augmentée. A chaque chambre d'ionisation est associée un silicium , divisé en 3 ou 4 zones indépendantes, minimisant les zones mortes et augmentant la granularité. Notons que seul le tour de la pastille de silicium (0.7 mm) est à considérer comme un espace de détection perdu, réduisant l'efficacité géométrique à 94% de l'espace couvert par les silicium.

Le principe de fonctionnement

Dès qu'une particule chargée pénètre dans le détecteur silicium, des paires électron-trou sont créées par ionisation. La collecte de la totalité de celles-ci génère aux bornes du détecteur un signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente. Afin d'accroître l'efficacité de collection e^--t, une région sensible est réalisée. Celle-ci est vide de porteurs libres. Il y règne un champ électrique capable de séparer et de drainer les porteurs libres créés vers les électrodes de collecte. Deux solutions permettent de satisfaire ces conditions : la première emploie un matériau de très haute résistivité qui se comporte comme une chambre à ionisation solide et homogène ; la seconde utilise une diode (jonction p-n), qui est polarisée en inverse de manière à produire une zone de charge d'espace. Cette dernière solution a été adoptée pour *INDRA*.

Afin de minimiser les effets de diaphonie entre la chambre d'ionisation et le silicium, une particularité technique a été mise en oeuvre : les jonctions sont montées en inverse par rapport à la conception usuelle en jonction p-n. La partie avant du silicium est connectée à la masse (partie à proximité de l'anode de la chambre d'ionisation), et la face opposée est portée à $V_{pol} \simeq$ -30 Volts pour les couronnes 6 et 7 et -50 Volts pour les autres couronnes.

Ce type de détecteur [30] comporte des avantages mais aussi quelques inconvénients :

En comparaison avec une chambre d'ionisation, pour une même perte d'énergie, la jonction possède un pouvoir d'arrêt beaucoup plus important (détecteur solide). En conséquence, il devient envisageable de stopper complètement des particules chargées, notamment des particules légères tels que des protons d'une dizaine de MeV, et cela dans une épaisseur de détection de quelque millimètres. Nous pouvons ainsi atteindre une résolution de quelque MeV pour une énergie totale de fragment ou de particule, car l'énergie nécessaire à la formation d'une paire électron-trou est de l'ordre de 2.2 eV. A perte d'énergie égale, le détecteur silicium est capable de collecter plus de charge. L'une des conséquences directes en est la diminution des fluctuations statistiques, en $\sqrt{N}$ où N correspond au nombre d'événement, ce qui améliore sensiblement la résolution en énergie du détecteur. Il est important de garder à l'esprit que si nous avions considéré un détecteur à gaz, nous aurions une résolution dix fois plus faible que celle obtenue par un détecteur silicium. Ces deux aspects, efficacité et résolution, font du détecteur silicium un outil performant (et précieux) pour la reconstruction et l'identification des produits émis lors d'une réaction de multifragmentation.

En contrepartie, pour des ions lourds, des effets de défaut de collection de charge apparaissent. Nous reviendrons plus précisément sur ce point dans le prochain chapitre portant sur la calibration en énergie des détecteurs.

2.3.3 Électronique associée aux chambres d'ionisation et aux silicium

En raison de la faible amplitude de certains signaux, en sortie des chambres d'ionisation et des silicium, des préamplificateurs sont installés à proximité de ces détecteurs. Le principal intérêt de ce dispositif est de minimiser le bruit électronique s'ajoutant au signal d'origine lors de son transport. Ce signal est acheminé jusqu'à un amplificateur qui a pour tâche d'augmenter le signal tout en réduisant le bruit électronique par filtrage. Dans le cas d'*INDRA*, au lieu d'utiliser un grand gain pour exploiter les faibles signaux en sortie, des amplificateurs à faible gain générant de très faibles bruits ont été développés [31].

Afin qu'accidentellement aucun fragment ou particule ne soit éliminé, le système de déclenchement de l'acquisition (ou TRIGGER) est asynchrone et requiert des temps de décision extrêmement courts. Dans le prochain paragraphe, nous aborderons en détail ce premier point. Concernant le second aspect, *INDRA* dispose de deux types d'amplificateurs : un rapide et un lent. Le premier est destiné au TRIGGER tandis que le second est dirigé vers un codeur en charge (QDC).

Pour prendre en compte une large gamme en énergie et une bonne résolution de détection, deux chaînes d'intégration sont présentes au niveau des QDC : sortie *grand gain* et sortie *petit gain*. La première permet de coder les événements jusqu'à 4 GeV, avec une précision de 1 MeV/canal. La seconde est amplifiée d'un facteur 16, le codage s'effectuant jusqu'à une énergie de 250 MeV avec une résolution de 60 keV/canal.

2.3.4 Les iodure de césium : CsI

Le dernier étage de détection d'*INDRA* doit être absolument capable d'arrêter tous les fragments ayant atteint ce niveau dans le détecteur. Des scintillateurs à iodure de césium ont été choisis pour leur grand pouvoir d'arrêt. L'épaisseur des CsI a été déterminée en fonction de l'énergie maximale des protons émis et en tenant compte des collisions nucléaires autour de 100 MeV/A. L'épaisseur résultante pour *INDRA* est comprise entre 50 mm et 140 mm [66]. Le multidétecteur *INDRA* est ainsi pourvu de 336 scintillateurs à iodure de césium.

Principe de fonctionnement

Dès qu'un fragment, une particule chargée, ou un photon traverse ce détecteur, les molécules qui constituent le milieu de détection sont excitées. Puis, par fluorescence, celles-ci se désexcitent rapidement en émettant des photons. Ce type de dispositif expérimental est couplé à un photomultiplicateur (PM), lui-même associé à une photocathode. Ce dispositif permet aux photons de produire des photoélectrons qui seront par la suite multipliés et accélérés, à l'aide d'un ensemble de dynodes. Le signal final mesuré à l'anode est alors proportionnel, pour une particule donnée, à l'énergie de la particule détectée (*Fig.* 2.10). Un des grands avantages des détecteurs CsI (Tl) est que la forme du signal, en fonction du temps, dépend à la fois de l'énergie, de la charge et de la masse de la particule détectée.

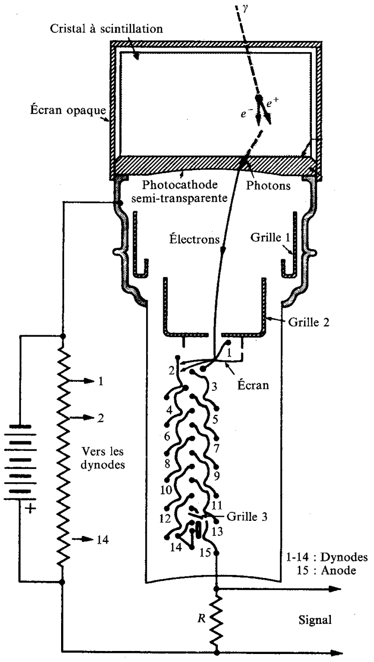


FIG. 2.10 – Schéma d'un photomultiplicateur (PM).

Afin d'éviter la transmission de lumière vers l'extérieur du détecteur, les surfaces des cristaux sont recouvertes de téflon (pour la partie arrière) et de mylar aluminisé (face latérale). Ceci évite de générer des perturbations sur d'autres détecteurs.

Un des inconvénients majeurs de ce type de détecteur provient de la non-linéarité du signal mesuré en fonction de l'énergie du fragment détecté. Il est très délicat de dépasser une identification en charge excédant 4.

2.3.5 Électronique associée aux CsI

A l'inverse des chambres d'ionisation, les CsI ne nécessitent pas de préamplificateurs ni d'amplificateurs, la présence de photomultiplicateur y remédiant. Ils disposent de codeur en charge, mais dans ce cas, le TRIGGER ne délivre pas une unique porte en temps. L'intégration du signal se fait par l'intermédiaire de deux portes : la première d'une durée de 400 ns, la seconde de 1.5 μs, 1200 ns plus tard. Nous parlerons alors d'intégration rapide et lente (*Fig.* 2.11). La combinaison de ces deux mesures sera utilisée pour l'identification en charge ainsi que pour la mesure de l'énergie.

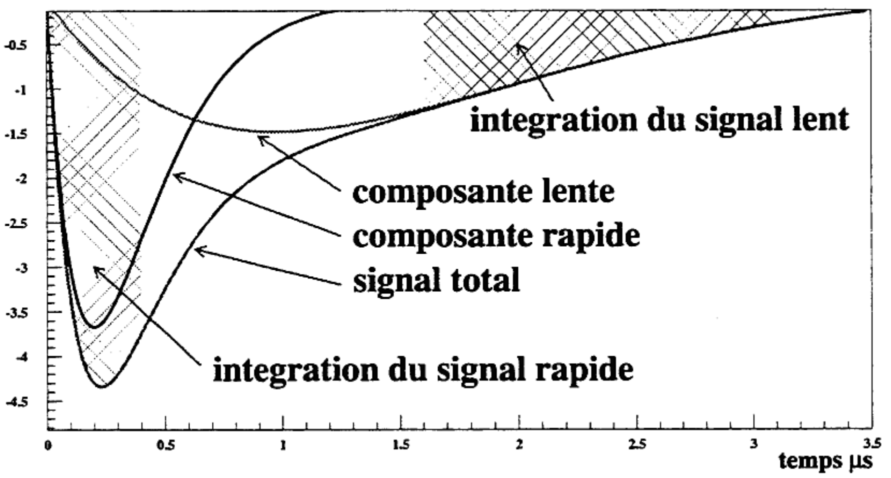


FIG. 2.11 – Décomposition du signal en sortie des détecteurs CsI en signaux lent et rapide.

2.3.6 Les télescopes étalon

Afin de calibrer au mieux la non-linéarité des CsI [41], des télescopes étalon sont installés à l'arrière du détecteur (la partie avant disposant d'un étage de détecteur silicium). A chaque couronne est ajouté un détecteur silicium de 80 μm d'épaisseur, suivi d'un Si(Li) de 2 mm (*Fig.* 2.12) [79].

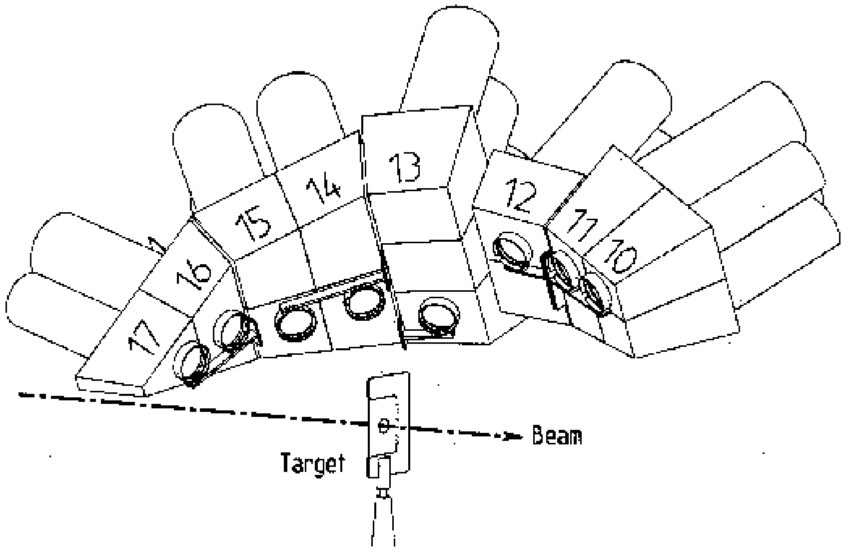


FIG. 2.12 – Structure d'assemblage des détecteur étalons.

2.4 Hiérarchie générale de la chaîne électronique

L'un des éléments clef d'un dispositif de mesure comme *INDRA* est son système de déclenchement (TRIGGER). Ce système doit être capable de traiter l'ensemble des signaux analogiques lui parvenant (336 cellules de détection), lesquels peuvent être d'origines très diverses : rayons cosmiques, diffusion élastique ou quasi-élastique, multifragmentation, mais également de tenir compte des temps morts entre deux acquisitions.

En raison de la sensibilité des détecteurs et des fluctuations électroniques sur les mesures (ex : électrons provenant de la cible), il peut se produire que certains détecteurs se déclenchent sans que rien, au niveau de la physique, ne nous intéresse. Typiquement, un mauvais fonctionnement d'un détecteur pourrait entraîner une telle situation. Dans le cadre de notre étude, de tels événements ne doivent donc pas être retenus. En conséquence, le système de déclenchement doit être capable d'extraire du bruit ambiant les événements physiques exploitables.

Un deuxième élément clef du système de déclenchement concerne le temps de décision. Pour *INDRA*, il a été décidé d'utiliser un mode de déclenchement asynchrone. Celui-ci offre l'avantage de ne pas perdre d'événements qui pourraient être détectés avant que la chaîne d'acquisition ait terminé son traitement de codage. Pour ce faire, l'intégration des signaux est réalisée automatiquement même si l'information recueillie n'est pas physiquement intéressante. C'est le TRIGGER qui se charge de retenir ou non les signaux collectés.

Le schéma 2.13 illustre le principe de fonctionnement du système d'acquisition d'*INDRA*. Pour les chambres d'ionisation et les détecteurs silicium, le principe est le suivant : la

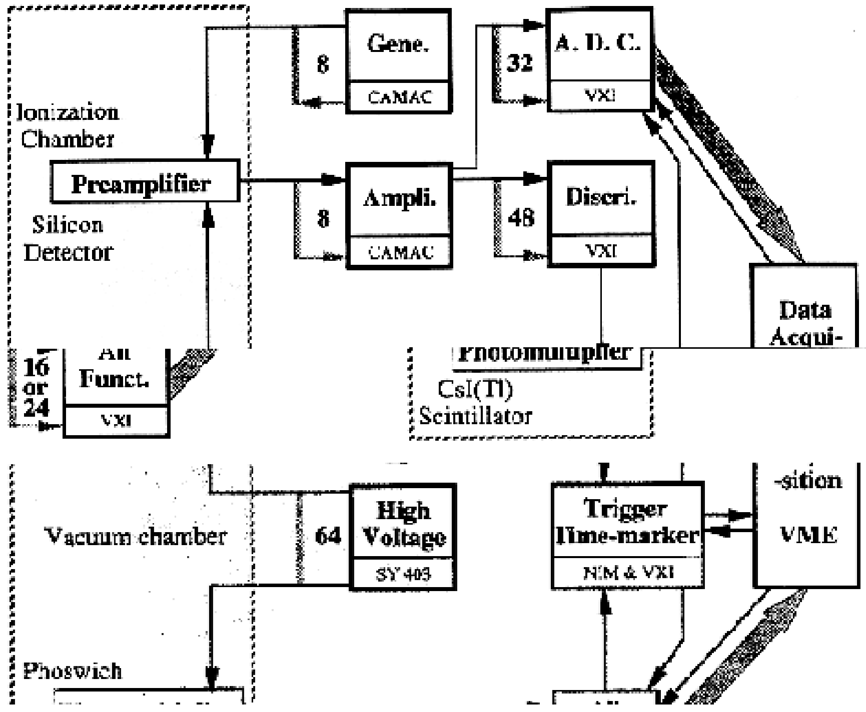


FIG. 2.13 – Schéma du principe de fonctionnement du système d'acquisition.

sortie rapide de l'amplificateur est connectée à un discriminateur à fraction constante. Son rôle est de donner un signal de présence au TRIGGER. La sortie lente de l'amplificateur est envoyée au codeur (QDC), qui mémorise celle-ci. Si au niveau du TRIGGER un événement de multiplicité (somme de tous les modules touchés) suffisante est observée, le TRIGGER donne l'ordre aux QDC d'effectuer le codage et gère ensuite la synchronisation entre le codage et les CPU d'acquisition (VME). Dans le cas contraire, les QDC se remettent automatiquement à zéro au bout de $\sim$3 μs. La gestion des scintillateurs à iodure de césium obéit à des principes similaires.

Il apparaît clairement que le TRIGGER joue un rôle précieux dans un tel dispositif. Examinons en détail son principe de fonctionnement. Celui-ci peut être divisé en trois ensembles de module de décision : le regroupeur, le sélecteur et le corrélateur.

- **Le regroupeur (NIM) :** Il a pour objectif de construire des signaux de multiplicité. Pour effectuer cette tâche, il considère un étage entier de détection comme un même module (chambre d'ionisation, silicium et CsI associé). A partir des signaux provenant de cet étage, il génère un signal unique. En additionnant tous les signaux résultants, et en fonction de l'amplitude totale, il est alors possible de connaître la multiplicité de l'événement détecté.
- **Le sélecteur (VXI) :** En fonction des critères d'acceptation définis par l'utilisateur (ex : multiplicité $\geq$ 2), l'événement sera accepté ou rejeté.

- **Le corrélateur (VXI) :** Il assure l'interface entre le sélecteur et le système d'acquisition. A titre d'exemple dans le cas d'une acceptation, le corrélateur spécifiera au système d'acquisition les codeurs à lire, puis une fois cette opération achevée réinitialisera la chaîne électronique.

2.5 Contrôle de la stabilité des détecteurs

2.5.1 Stabilité des chambres d'ionisation et des silicium

Sachant qu'il est impossible de contrôler le fonctionnement des chambres d'ionisation et des détecteurs silicium lors de la prise de données, nous ne pouvons pas vérifier la stabilité des détecteurs au cours du temps. Seule la chaîne électronique associée à ces détecteurs est testée. Périodiquement une tension, dont la valeur est fixée précisément, est transmise à l'entrée des préamplificateurs via un générateur d'impulsion ("GENE"). Ce signal suivra, comme le ferait celui provenant d'un événement physique, toute la chaîne électronique. Il sera ensuite codé puis mémorisé. Ce type d'événement, que nous nommerons "événement GENE", constitue une information précieuse pour la phase de dépouillement des données. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur l'exploitation de ces événements. Parallèlement et à intervalle régulier dans le temps (chaque semaine), la valeur des piédestaux est mesurée.

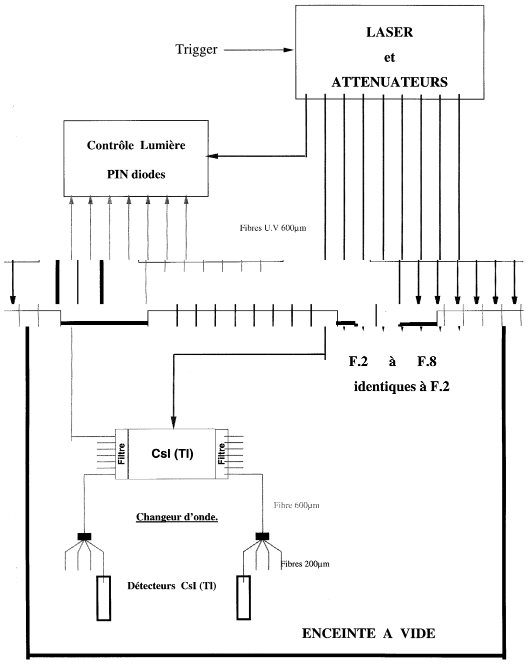


FIG. 2.14 – Système de contrôle LASER.

2.5.2 Stabilité des détecteurs à iodure de césium

La stabilité des détecteurs à iodure de césium est également prise en compte dans la conception du système électronique d'*INDRA*. Ainsi, le signal généré par ce type de dispositif est très sensible aux fluctuations de température. En raison de la proximité des préamplificateurs, dégageant une chaleur importante, un système de refroidissement est présent. A la différence des chambres d'ionisation et des silicium, il est possible de contrôler la fiabilité de la mesure à partir du détecteur. Pour cela, un système de contrôle par LASER est utilisé (*Fig.* 2.14) : la lumière produite par un LASER à Azote est atténuée, afin d'ajuster l'intensité lumineuse, puis transportée à l'aide de 9 fibres optiques vers un cristal de CsI (distributeur de lumière), avant d'être filtrée puis transmise aux scintillateurs. Une diode PIN est également employée afin de contrôler la stabilité de la lumière produite à la sortie de chaque distributeur. Tout comme pour les chambres d'ionisation et les silicium, les signaux en sortie émanant d'événements, dits LASER, sont mémorisés, et constituent une information essentielle pour la précision de l'étalonnage en énergie.

Chapitre 3

Identification en charge et calibration en énergie des fragments

Avant d'aborder une analyse physique précise il est nécessaire de rendre exploitables les données accumulées pendant l'expérience (*Tab.* 3.2). Ces données sont stockées sous forme d'informations numériques, issues des codeurs électroniques. L'objectif de ce travail consiste à reconstruire les observables physiques telles que l'énergie, la charge et la masse des particules ou fragments détectés à partir de ces informations. Considérant le nombre important de détecteurs d'*INDRA* ainsi que la complexité de la chaîne électronique, le travail de dépouillement est l'aboutissement d'une collaboration importante entre plusieurs laboratoires de recherche. L'expérience acquise lors des campagnes précédentes ainsi que les recherches et discussions scientifiques, ont permis de produire un jeu de données physiques de bonne qualité, et ceci sur une période de deux ans.

Pour des raisons de temps, mais aussi afin d'éviter tous problèmes de recoupement de résultats ou de méthodes, un ensemble de détecteurs de même type a été attribué à chaque laboratoire collaborant à la $4^{ème}$ campagne (*Fig.* 3.1).

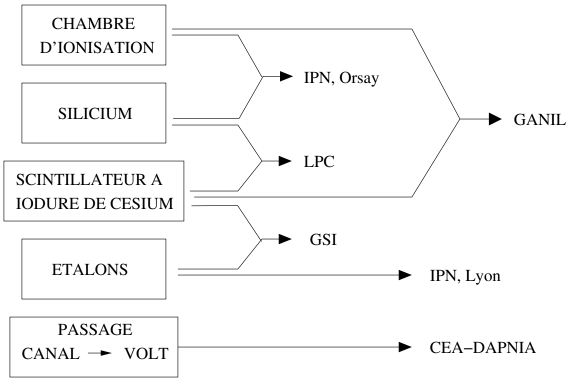


Fig. 3.1 – Répartition des détecteurs par laboratoire

Dans le cadre de cette thèse, nous nous attacherons plus particulièrement aux études effectuées sur les chambres d'ionisation et les détecteurs silicium. Le dépouillement des données issues de ces détecteurs nous ayant été attribué, nous présenterons la méthode utilisée pour obtenir l'étalonnage en énergie de ces détecteurs. Nous aborderons ensuite le travail d'identification en charge effectué à partir des deux premiers étages de détection (couronne avant).

3.1 Etalonnage en énergie des chambres d'ionisation et des silicium

Dans la matière, le passage d'une particule, ou d'un fragment, interagit avec le milieu environnant. En fonction des caractéristiques du matériau traversé, le fragment cède une fraction de son énergie cinétique, soit ΔE celle-ci (*Fig.* 3.2). Dépendant des caractéristiques physiques du détecteur et de la perte d'énergie ΔE du fragment, un signal électrique est alors généré. En ne considérant que les chambres d'ionisation et les silicium, le signal émanant de ces détecteurs est préamplifié, amplifié, puis codé sous forme de canaux ("sortie grand gain" et "sortie petit gain"). Ensuite, sous la condition d'acceptation du TRIGGER, cet événement sera enregistré. La figure 3.2 illustre schématiquement le parcours du signal électrique généré par le détecteur jusqu'à son enregistrement sur bande.

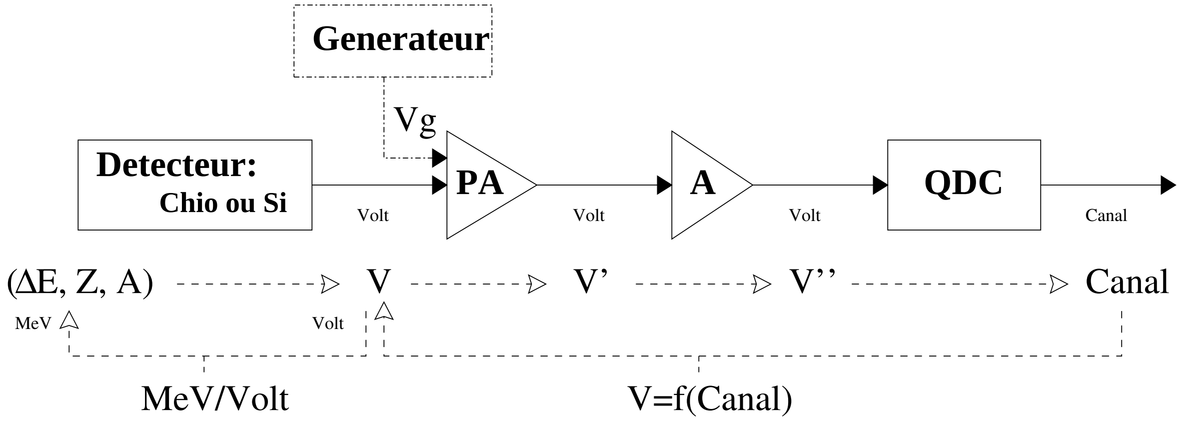


FIG. 3.2 – Schématisation du parcours du signal électrique à partir du détecteur.

L'étalonnage en énergie nécessite de reconstruire l'information délivrée tout au long de la chaîne d'acquisition, c'est-à-dire du QDC jusqu'au détecteur.

Présentation des différentes étapes

Les grandeurs physiques telles que l'énergie déposée dans les détecteurs ou bien la charge des fragments détectés, ne sont accessibles qu'après avoir satisfait les étapes suivantes :

- Transformation des canaux en volts (équivalent générateur V_g) : Ceci sous-entend la prise en compte de l'effet du codeur (QDC), de l'amplificateur (A) et du préamplificateur (PA).
- Transformation des volts en énergie déposée dans le détecteur.

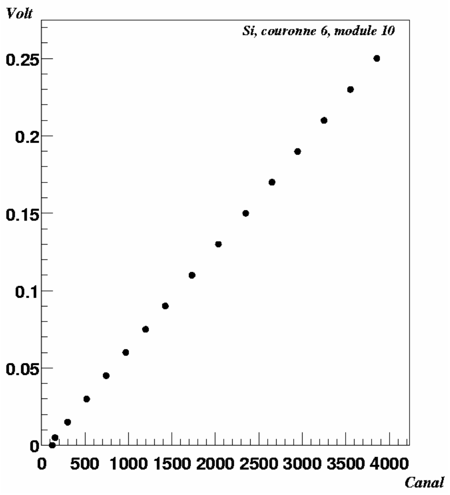
• Transformation des canaux en volts : V=f(Canal)

La détermination de la correspondance entre les canaux et les volts est basée sur la méthode suivante : des signaux d'amplitudes différentes, V_g, sont envoyés à l'entrée du préamplificateur. La mesure en sortie du codeur en charge nous fournit le canal associé à la tension en entrée. Au cours de la prise de données avec *INDRA*, des runs spécifiques, dits "runs automates", ont été produits à cet effet (*Fig.* 3.4). A l'aide du générateur de tension, un échantillon d'impulsion électrique est transmis ; le canal sortant du QDC est alors automatiquement enregistré. La fonction $f(Canal)$, reflétant la correspondance entre les volts et les canaux, est obtenue à l'aide d'une paramétrisation mathématique (*Fig.* 3.2).

Un point important concerne l'espacement en temps entre chaque "runs automates" : ce type de runs est réalisé plusieurs fois pendant l'expérience, nous permettant de contrôler la stabilité des paramètres de la chaîne électronique entre deux prises de données, lesquelles sont parfois espacées de plusieurs mois (ex : les gains). Soulignons qu'il est possible, même après l'expérience, de corriger une dérive éventuelle de ces paramètres entre deux runs automates. Nous avons vu au chapitre précédent que périodiquement, en plus des événements physiques enregistrés, était délivrée, en entrée du préamplificateur, une tension d'amplitude donnée. Une fois la correspondance entre les canaux et les volts effectuée, il est possible de vérifier au cours du temps, et non plus entre deux runs automates, si des changements, ou de mauvais fonctionnements, sont intervenus. Si tel est le cas, nous observons un désalignement des signaux les uns par rapport aux autres.

La figure 3.3, réalisée à partir d'un run automate, est un exemple de la correspondance entre les canaux et les volts. Nous constatons que la tension en sortie dépend quasi-linéairement du canal touché. Dès lors, la paramétrisation utilisée est la suivante :

$$V(x) = a_2.x^2 + a_1.x + a_0 \tag{3.1}$$



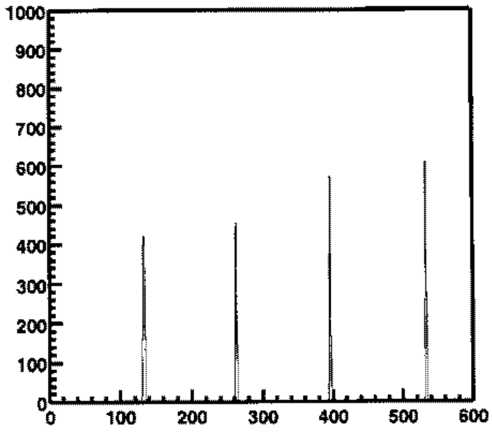


Fig. 3.3 – Exemple de correspondance entre canaux et volts (détecteur silicium couronne 6, module 10).

Fig. 3.4 – Exemple de visualisation d'un événement "Automate".

L'influence du coefficient a_2 est quasi-systématiquement négligeable devant a_1 et a_0. La variable x correspond au canal brut en sortie du codeur. Remarquons qu'une tension nulle ne coïncide pas avec un canal nul. Ceci ne doit pas nous surprendre puisque d'un point de vue électronique il a été ajouté un décalage, dit "piédestal", de quelque dizaines de canaux pour $V = 0$ Volt. En effet, en l'absence de particule ou de fragment, règne un bruit électronique dans tout le détecteur. En conséquence il apparaît une accumulation de coups pour les petits canaux. Dès lors, considérons une particule traversant une chambre d'ionisation et déposant une très faible fraction de son énergie. Le signal électrique en sortie du détecteur est alors fortement perturbé par le bruit provenant de la chaîne de détection. La position du canal résultant en sera alors affectée et fluctuera autour d'une position moyenne. Pour cette raison un piédestal a été ajouté, évitant ainsi d'éliminer malencontreusement des événements ayant des canaux négatifs consécutivement au bruit ambiant.

Il est important de garder à l'esprit que nous devons impérativement posséder un jeu correct de paramètres (a_2, a_1, a_0) et ceci pour chaque couronne et module. Nous obtenons, dans le cas présent, l'étalonnage en énergie. Nous verrons ultérieurement que l'identification en charge en dépend également. La figure 3.5 illustre un jeu de résultats obtenus pour un détecteur silicium. Par couronne, nous constatons différents sauts, nettement visibles sur le paramètre a_1, correspondant à des gains d'amplification distincts : 1, $\sqrt{2}$, 4.

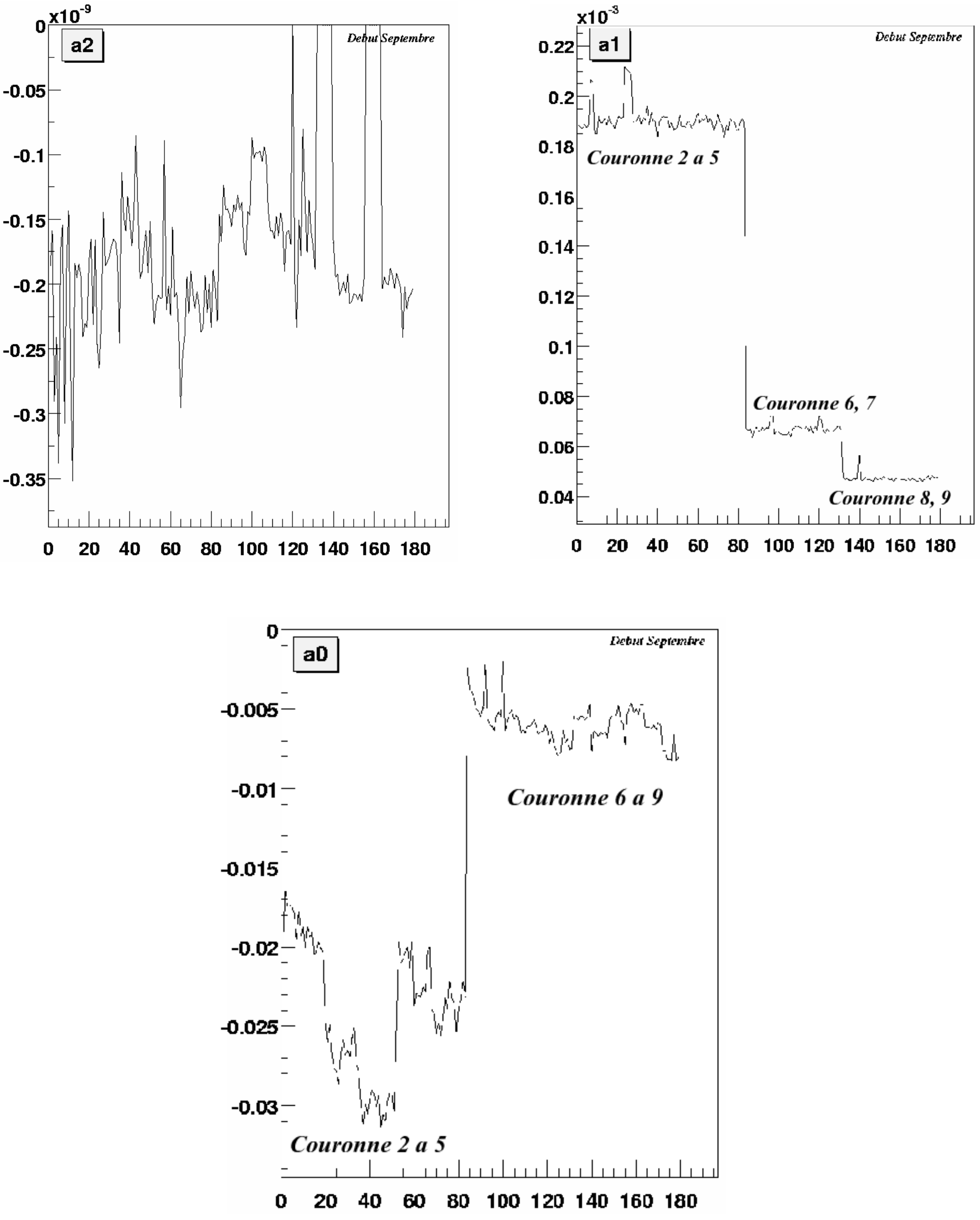


FIG. 3.5 – Exemple de jeux de paramètres obtenus à partir des runs automates pour les détecteurs silicium.

A ce stade, nous sommes désormais capable de déterminer à quelle "tension générateur" est associée un canal en sortie du codeur. A ce niveau de reconstruction de l'information physique, nous nous situons entre le détecteur et le préamplificateur (*Fig.* 3.2). Pour achever l'étalonnage en énergie, nous devons déterminer la correspondance entre la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation (ou le silicium) et le signal électrique en sortie de ces détecteurs.

- **Transformation des volts en énergie déposée dans le détecteur :**

Une source de thoron est placée au niveau du porte cible d'*INDRA*. Par désintégration du ^{212}Bi et ^{212}Po, des particules α de 6.06 MeV et 8.75 MeV sont émises. Ces particules distribuées isotropiquement dans tout l'espace de détection d'*INDRA* vont déposer une certaine quantité d'énergie dans la chambre d'ionisation avant de s'arrêter dans le silicium (*Fig.* 3.9). Connaissant l'énergie incidente initiale, il nous est alors possible d'estimer le facteur de correspondance entre l'énergie et la tension en sortie du détecteur. La technique d'étalonnage en énergie, avec l'aide d'une source radioactive, est couramment employée en physique nucléaire, mais elle nécessite de considérer quelques spécificités du multidétecteur *INDRA*.

Rappelons à cet effet différentes caractéristiques du premier étage de détection. La chambre d'ionisation est remplie d'un gaz, le C_3F_8, contenu entre deux feuilles de mylar aluminisé d'épaisseur 2.5 μm. Expérimentalement, nous ne sommes capables de mesurer la perte d'énergie des fragments ou des particules incidentes qu'entre ces deux parois. En conséquence, il est impossible d'évaluer directement la fraction d'énergie déposée dans les deux feuilles de mylar. Cette information serait néanmoins primordiale car elle nous permettrait de connaître avec précision la quantité d'énergie que les particules α de 6.06 MeV et de 8.78 MeV perdraient dans la chambre d'ionisation, et ceci après avoir traversé les parois en Mylar. Pour remédier à ce problème et répondre à notre objectif, nous utilisons un code de calcul de perte d'énergie. Celui-ci est basé sur des mesures expérimentales, mais également sur une extrapolation de ces mesures. Le tableau 3.1 synthétise la perte en énergie des α, en considérant différentes pressions dans la chambre d'ionisation.

Perte d'énergie [MeV]	P=30 mbar		P=50 mbar	
	6.06	8.78	6.06	8.78
Mylar 1	0.25	0.19	0.25	0.19
C_3F_8	0.80	0.6	1.38	1.02
Mylar 2	0.29	0.21	0.31	0.22
silicium	4.72	7.77	4.11	7.34

TAB. 3.1 – Perte d'énergie des particules α dans les détecteurs en considérant différentes pressions dans la chambre d'ionisation.

Sachant que nous ne mesurons pas, expérimentalement, directement le signal en sortie du détecteur, il nous faut utiliser la conversion canal-volt pour évaluer le rapport MeV/Volt. Nous pourrions craindre que cela ne soit un facteur de dégradation vis-à-vis de l'étalonnage en énergie, il n'en est rien, bien au contraire. En effet, la source α

ne nous fournit que deux points de référence et ceci à très basse énergie. Sachant que nous avons à considérer une large gamme en énergie, il est important d'être capable de mesurer correctement des pertes en énergie de quelque centaines de MeV. De telles estimations et extrapolations de l'énergie déposée par les α ne sont valables que si nous possédons une connaissance très précise de la linéarité de la chaîne électronique. C'est pourquoi, il s'avère fort utile de décomposer au maximum la reconstruction du signal au sein même de la chaîne de détection. De plus, comme nous l'avons précédemment remarqué, l'estimation de la correspondance entre les volts et les canaux s'effectue sur toute la gamme en volt possible. Elle couvre ainsi l'ensemble de l'échantillon en tension que nous pourrons obtenir en sortie des chambres d'ionisation ou bien des silicium. Il est à noter que cela s'effectue au prix d'une complexification de la conception de la chaîne électronique ainsi que du travail de dépouillement des données. Toutefois la qualité des mesures attendues justifie pleinement ce choix.

Lors de la prise de données, des runs spécifiques dit “runs alpha” ont été réalisés et ceci à chaque changement de système et d'énergie. La technique que nous avons utilisée pour évaluer le rapport MeV/Volt est la suivante : connaissant la perte d'énergie ΔE des particules α dans le détecteur silicium (*Tab.* 3.1), nous pouvons calculer le rapport ΔE sur ΔV. Il est préférable de considérer les écarts relatifs entre les mesures plutôt que les rapports individuels, c'est-à-dire : E_1/V_1 et E_2/V_2. Cette méthode minimise l'erreur commise sur le facteur MeV/Volt. En effet, en faisant la différence en énergie et en volt, nous éliminons tout problème lié à une erreur d'évaluation du piédestal, laquelle serait critique pour des énergies aussi faibles.

Contrôle de l'étalonnage en énergie :

Un des atouts de la $4^{ème}$ campagne d'*INDRA* à GSI réside dans la large gamme en énergie considérée et la diversité de système traité. En pratique, il n'était pas possible de réaliser toutes ces expériences sur une même période. La chronologie, en fonction du système considéré, figure au tableau 3.2.

A priori, il peut paraître étonnant et même pénalisant d'espacer de plusieurs mois les périodes de prises de données :

- Tout d'abord la fiabilité et les réglages de l'ensemble du système de détection peuvent en être affectés.
- Avant chaque reprise de mesure, il est nécessaire de remettre en fonctionnement l'ensemble de l'électronique et de vérifier le bon fonctionnement de tous les systèmes électroniques et informatiques.

En contrepartie, ce délai nous permet de commencer le dépouillement des données, ainsi que le contrôle de la qualité des mesures. Ainsi, suite à une première expérience en septembre 1998, nous avons constaté une mauvaise résolution des chambres d'ionisation

Période	Système	Energie [MeV/A]	Epaisseur cible	N_{event}	
				Brut	M$_Z$ $\geq$4
Juin-Juillet 1998	^{197}Au+^{197}Au	40	2 mg/cm^2	1.594650	899598
Juin-Juillet 1998	^{197}Au+^{197}Au	60	2 mg/cm^2	1896920	845368
Juin-Juillet 1998	^{197}Au+^{197}Au	80	2 mg/cm^2	961519	693543
Juin-Juillet 1998	^{197}Au+^{197}Au	100	2 mg/cm^2	1562040	993497
Juin-Juillet 1998	^{197}Au+^{197}Au	150	2 mg/cm^2		

Période	Système	Energie [MeV/A]	Epaisseur cible
Septembre 1998	^{129}Xe+^{nat}Sn	50	1.05 mg/cm^2
Septembre 1998	^{129}Xe+^{124}Sn	80	1.2 mg/cm^2
Septembre 1998	^{129}Xe+^{124}Sn	100	1.2 mg/cm^2
Septembre 1998	^{129}Xe+^{112}Sn	100	1.2 mg/cm^2
Septembre 1998	^{129}Xe+^{124}Sn	150	1.2 mg/cm^2
Septembre 1998	^{124}Xe+^{124}Sn	250	1.2 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{197}Au	95	2.8 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{197}Au	300	2.8 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{197}Au	600	2.8 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{197}Au	1000	2.8 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{197}Au	1800	2.8 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{124}Sn	300	1 mg/cm^2
Janvier-Février 1999	^{12}C+^{124}Sn	600	1.2 mg/cm^2

TAB. 3.2 – Planning de la prise de données d'*INDRA* à GSI.

et certaines anomalies de fonctionnement des détecteurs silicium, cela nous a permis de remédier à ces problèmes avant la dernière prise de données (février 1999).

Grâce à la diversité des systèmes et énergies considérés, nous avons obtenu, par couronne et module, un ensemble de coefficients MeV/Volt, pour les chambres d'ionisation ou les détecteurs silicium et ceci à intervalles de temps assez éloignés. Nous disposons ainsi d'un échantillon de données nous permettant de contrôler efficacement la stabilité de notre étalonnage en énergie pour tous ces détecteurs. Des mesures antérieures à celles de GSI nous permettaient déjà d'être en possession d'un jeu de facteurs MeV/Volt créant un étalonnage en énergie de référence.

La figure 3.6 représente, pour les chambres d'ionisation, les facteurs MeV/Volt que nous avons obtenus au cours du mois de Juillet 1998 (4ème campagne).

Les carrés ont été obtenus à partir de la 3ème campagne. Les points correspondent à la première prise de mesure de la 4ème campagne (juillet 1998). Nous constatons un

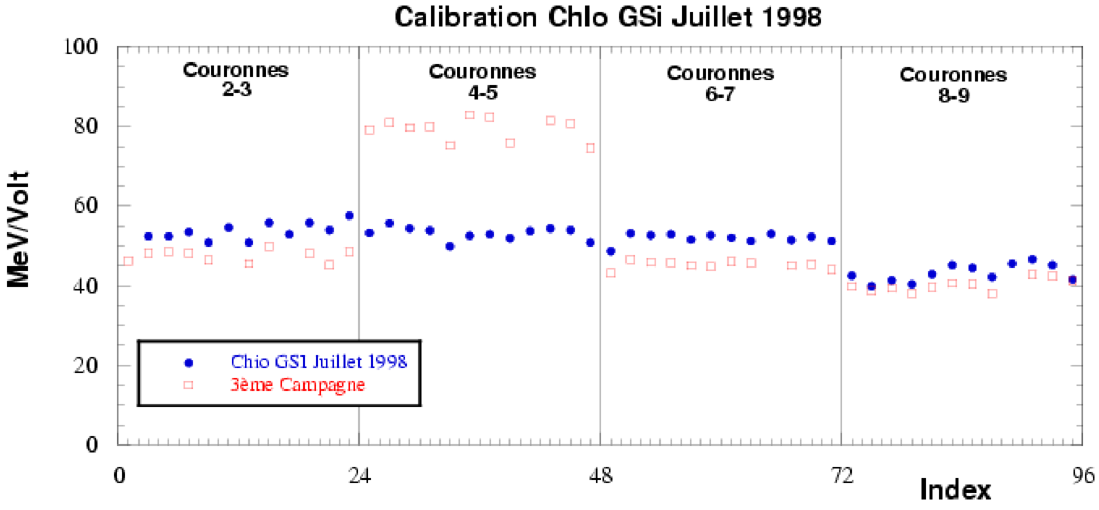


FIG. 3.6 – Coefficient MeV/Volt pour les chambres d'ionisation.

bon accord entre les deux calibrations en énergie (en dehors de la couronne 4/5, 3^{eme} campagne, qui a fait l'objet d'une correction postérieure). La fluctuation observée au sein d'un étalonnage, de l'ordre de quelque pour-cent, est liée à la fluctuation propre des chambres d'ionisation. La comparaison avec les autres facteurs de conversion MeV/Volt pour septembre 1998 et février 1999 est en parfait accord avec le résultat précédant.

Intéressons-nous maintenant à la calibration en énergie pour les détecteurs silicium. Les figures 3.7 et 3.8 présentent les coefficients MeV/V obtenus pour la première et seconde période de février : chaque point correspond à un module d'une couronne donnée (12 points pour la couronne 2 et 24 pour les autres couronnes), pour plus de commodité le numéro de couronne considéré est indiqué dans la partie supérieure de ces figures.

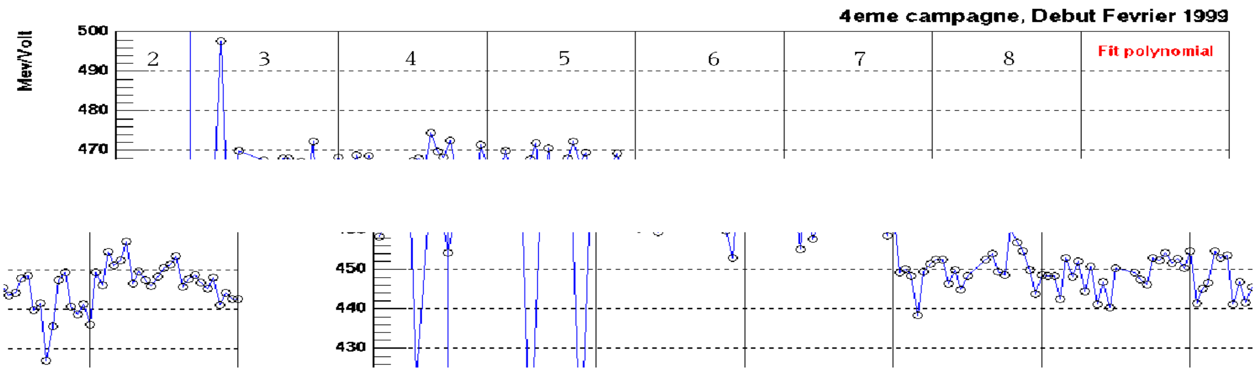


FIG. 3.7 – Coefficient MeV/Volt des détecteurs silicium pour début février (valable pour juillet et septembre).

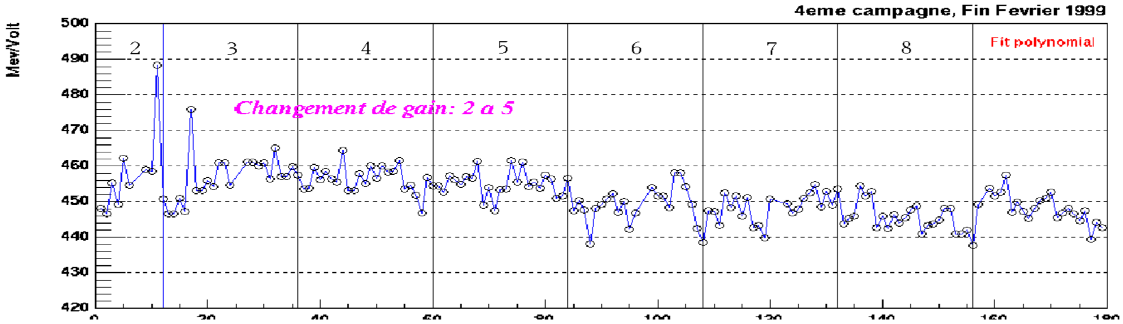


FIG. 3.8 – Coefficient MeV/Volt des détecteurs silicium pour fin février 1999.

Au vu de ces spectres, un net désaccord apparaît pour les couronnes 2 à 5 en comparaison aux couronnes 6 à 9, pour la période de juillet, septembre et début février 1999. Nous passons d'une valeur moyenne de 465 à 445 MeV/Volt, soit une chute de ~ 4 %. Il est clair qu'un tel comportement ne peut pas s'expliquer par une mauvaise résolution des détecteurs silicium. Pour s'en convaincre, il suffit d'estimer, tout comme nous l'avions fait pour les chambres d'ionisation, la fluctuation moyenne. Dans le cas des détecteurs silicium, la résolution en énergie est de l'ordre de 1 %. Afin de déterminer l'origine de ce problème, il est nécessaire d'examiner le plus précisément possible le cheminement du signal (*Fig.* 3.2). Nous avons vu que l'étalonnage en énergie est la résultante de deux calculs : le premier convertit les canaux en volts, le second multiplie la tension obtenue par le facteur MeV/Volt. La technique employée pour déterminer ce facteur ne semble pas pouvoir être remise en cause. Dès lors, il est probable que le problème provient de la transformation des canaux en volts. Toujours en ayant pour objectif de suivre au mieux le cheminement de l'information, examinons à partir de quel canal moyen la désintégration en particule α du ^{212}Bi et du ^{212}Po apparaît. Pour ce faire, traçons le signal mesuré dans la chambre d'ionisation en fonction de celui du silicium. Afin d'accroître la statistique, nous représentons cette carte, non pas en canaux bruts, mais en volts. Cette technique nous permet de sommer les spectres obtenus à partir des différents détecteurs d'une même paire de couronnes (*Fig.* 3.9).

La fonction réciproque de l'équation 3.1, indiquant pour un module et une couronne donnés la transformation volt canaux, nous permet de déduire le canal moyen. Comme nous le laisse supposer la figure 3.9, nous remarquons que la région concernée pour la détermination du rapport MeV/Volt est très proche du piédestal ($V = 0$). En raison de la large gamme en tension balayée et de la forme analytique employée pour paramétriser le rapport entre les volts et les canaux, nous sommes très peu sensibles aux points proches du piédestal. Cela est d'autant plus dommageable qu'il s'agit de la région dans laquelle les particules α tombent. La figure 3.10 illustre la limite de fiabilité de la fonctionnelle utilisée dans la région des petits canaux.

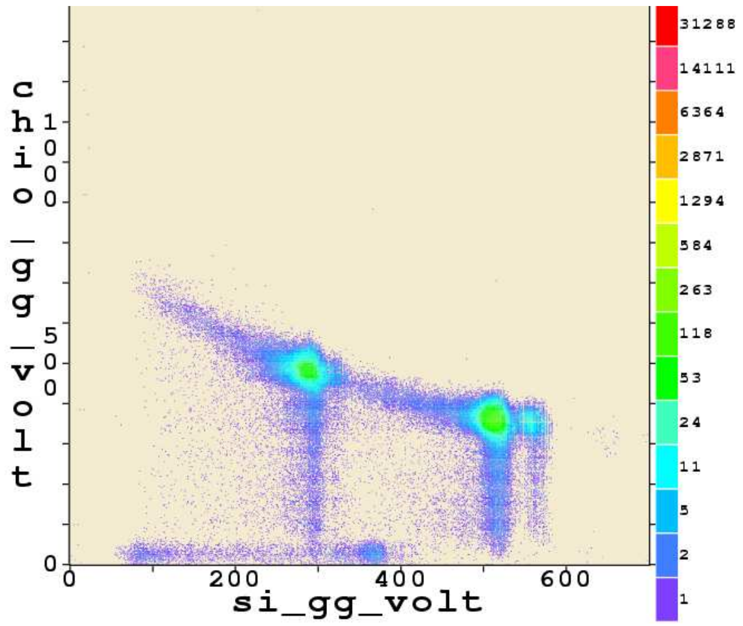


FIG. 3.9 – Carte représentant la perte d'énergie des particules α dans la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur silicium associé.

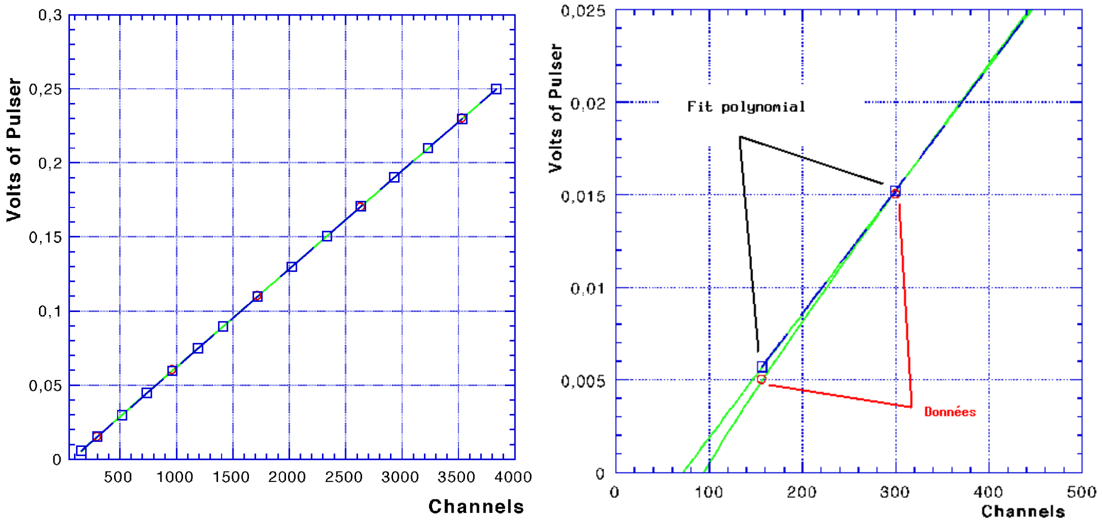


FIG. 3.10 – Exemple de correspondance entre les canaux et les volts.

Nous observons la présence d'une "non-linéarité" entre les canaux et les volts dans la région proche du piédestal (*Fig.* 3.10). Dès lors, la fonctionnelle que nous avons utilisée, et qui était employée pour les campagnes antérieures, ne semble plus capable de reproduire un tel comportement. Pour nous en assurer, estimons l'erreur qu'une telle paramétrisation engendre sur le rapport MeV/Volt. Observons la figure 3.10 représentant, pour une couronne et un module donnés, la dépendance de la tension en entrée du pré-amplificateur en fonction du canal obtenu en sortie du QDC. Les points correspondent aux mesures expérimentales fournies par les runs automates, les carrés sont le résultat de la paramétrisation ($Eq.3.1$). En considérant la région dans laquelle une particule α est censée tomber, nous obtenons un canal égal à 150. La tension associée correspond à 5 mV ; toutefois si nous nous reportons à la valeur obtenue par la fonction polynomiale, nous avons approximativement 6 mV. Pour évaluer le rapport MeV/Volt avec la méthode que nous avons exposée précédemment, nous devons déterminer un second point de référence. Prenons le point ayant un canal égal à 300 et une tension de 15 mV comme référence. Notons que, pour cette seconde hypothèse, la valeur obtenue à partir de la paramétrisation est similaire. Nous avons :

$$\left\{\begin{array}{l} \Delta V = 15 - 5 = 10\ mV \\ \Delta V = 15 - 6 = 9\ mV \end{array}\right. \quad donc : <\Delta V>= 9.5 \pm 0.5\ mV \tag{3.2}$$

A partir d'un simple calcul d'erreur sur le rapport MeV/Volt, soit α ce rapport, nous obtenons le résultat suivant :

$$\alpha = \frac{\Delta E}{\Delta V} \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta\alpha}{\alpha} = \frac{\delta\Delta E}{\Delta E} + \frac{\delta\Delta V}{\Delta V} \tag{3.3}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\delta\alpha}{\alpha} \simeq \frac{\delta\Delta V}{\Delta V} \tag{3.4}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\delta\alpha}{\alpha} \simeq \frac{0.5}{9.5} \simeq 5\ \% \tag{3.5}$$

Afin d'être capable de comparer ce résulat, il nous faut répondre aux questions suivantes : Pourquoi constatons-nous un saut entre les couronnes 5 et 6 lors de la prise de données de début février ? Cette différence peut-elle être comparée au rapport $\frac{\delta\alpha}{\alpha}$? En fait, le seul élément qui semble corrélé au problème qui nous intéresse est la valeur des gains des amplificateurs : sur la période de fin septembre, les gains des couronnes de 2 à 5 ont été augmentés d'un facteur $\sqrt{2}$. Dès lors, notre hypothèse concernant le rôle de la non-linéarité entre les canaux et les volts, ainsi que son influence sur le rapport MeV/Volt est confirmée :

- Si nous examinons la gamme en canaux concernée : à la suite de l'augmentation du gain, la perte d'énergie des particules α, pour les couronnes 2 à 5, ne se trouve plus dans la zone de non-linéarité mais à la limite de celle-ci. En effet la figure 3.8 montre que le comportement observé a considérablement diminué mais pas complètement.
- D'autre part, l'erreur induite par ce phénomène de non-linéarité est de l'ordre de 5%. Nous avions constaté un saut de $\sim$ 4%, en conséquence ces deux résultats sont tout à fait compatibles.

Pour corriger ce problème, nous devons utiliser une nouvelle fonctionnelle tenant compte de la non-linéarité pour les petits canaux. La paramétrisation suivante répond à ces exigences :

$$\begin{aligned} V(x) &= a_1.x + a_0 - \frac{1}{a_2.x + a_3} \\ &Avec: \ x \simeq Canal \end{aligned} \tag{3.6}$$

Afin de contraindre plus fortement la paramétrisation, nous avons, en plus des données fournies par les runs automates, ajouté la position du piédestal pour chaque couronne et module. Après avoir déterminé pour tous les détecteurs silicium d'*INDRA* les coefficients (a_0, a_1, a_2, a_3), nous pouvons réévaluer les rapports MeV/Volt pour fin février 1999. La figure 3.11 représente les nouveaux résultats obtenus à partir de cette étude.

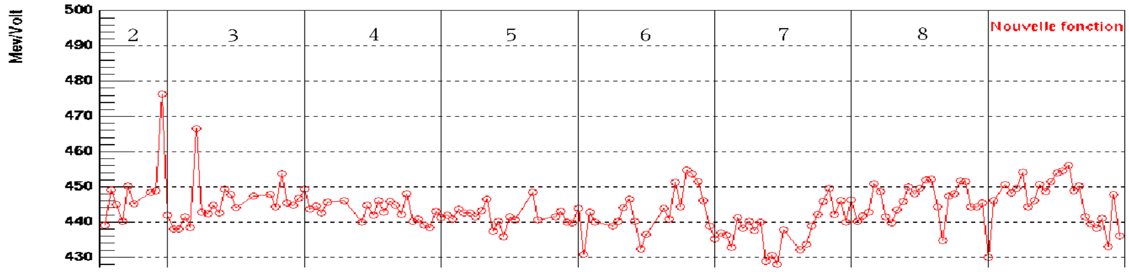


FIG. 3.11 – Coefficient MeV/Volt, obtenu à partir de la nouvelle fonctionnelle, pour les détecteurs silicium.

La faible discontinuité, entre la couronne 5 et 6, observée sur la figure 3.8 a complètement disparue. Si nous effectuons ce travail pour les autres périodes de prise de données d'*INDRA* à GSI (discontinuité accrue), c'est-à-dire juillet et septembre 1998, les résultats montrent un très bon accord avec la figure 3.11. Dès lors, les rapports MeV/A au cours des 3 périodes de prise de données sont en parfaits accords. Pour contrôler précisément la validité de notre paramétrisation, nous avons représenté sur la figure 3.12, l'estimation du piédestal à partir des deux fonctionnelles (*Eq.* 3.1 et 3.6).

Nous constatons un écart quasi systématique d'une dizaine de canaux en considérant la fonction polynomiale. Nous obtenons alors, en moyenne, une erreur d'un canal avec la nouvelle paramétrisation. Cependant ce dernier résultat ne doit pas nous surprendre puisque lors de la détermination des coefficients (a_0, a_1, a_2, a_3), nous avons tenu compte de la position des piédestaux. Ainsi, nous contrôlons, par ce biais, la qualité de notre ajustement. A titre indicatif, nous avons également essayé d'ajouter les piédestaux aux données des runs automates afin d'améliorer les résultats obtenus à partir de l'ancienne fonctionnelle. Le résultat de cet ajustement est resté quasi inchangé, nous continuons d'observer le saut entre les couronnes 5 et 6 pour début février 1999. Ceci n'est encore que le reflet de l'incapacité de cette paramétrisation (polynôme d'ordre 2) à reproduire

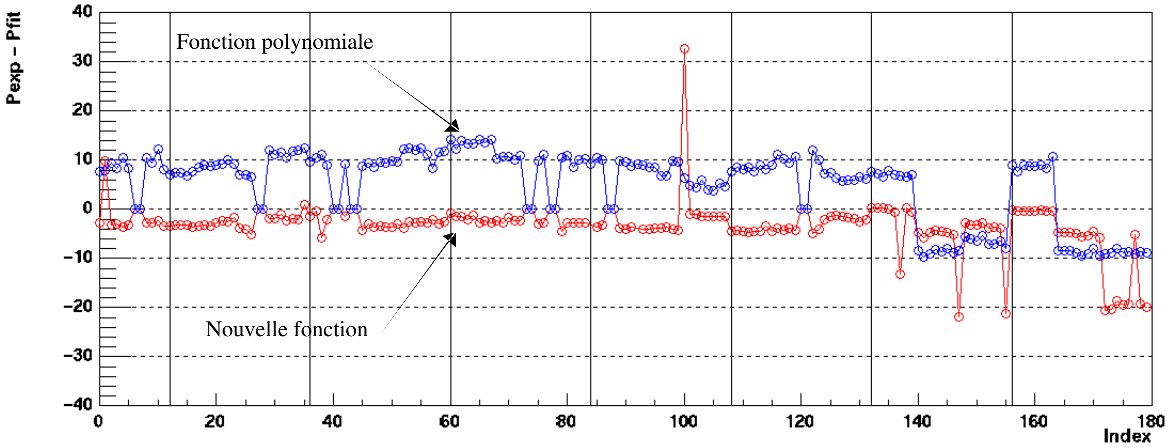


FIG. 3.12 – Ecart des piédestaux obtenus à partir de l'ancienne et de la nouvelle fonctionnelle, pour les détecteurs silicium.

la dépendance des volts par rapport aux canaux dans la région $V \simeq 0$ Volt. La dernière étape est la comparaison de nos résultats avec ceux des campagnes antérieures.

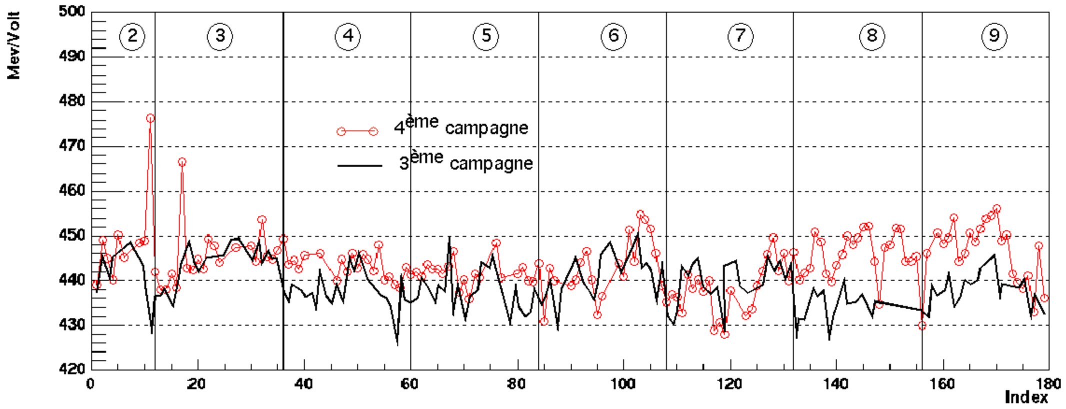


FIG. 3.13 – Coefficient MeV/Volt, obtenu à partir de la nouvelle fonctionnelle, pour les détecteurs silicium.

La figure 3.13 montre une très bonne correspondance avec l'étalonnage en énergie de la $3^{ème}$ campagne, laquelle a pu bénéficier de mesures précises grâce à la diffusion élastique à basse énergie. Nous avons donc démontré qu'avec une analyse précise, une source α, ne déposant que quelques MeV dans les silicium, permet de déterminer les rapports MeV/V avec une très bonne précision.

Mise en évidence de la non-linéarité dans la chaîne électronique :

A ce stade de l'analyse, nous sommes parvenus à identifier et rectifier la calibration en énergie, ceci en parfait accord avec l'objectif fixé. Désirant approfondir nos connaissances de ce phénomène, nous allons maintenant chercher à localiser physiquement l'origine électronique de la non-linéarité. En effet, jusqu'à présent, nous sommes incapables de savoir si ce comportement provient du préamplificateur, de l'amplificateur ou du codeur, ni même, si nous pouvons retrouver cette non-linéarité en isolant la chaîne électronique associée à un détecteur silicium d'*INDRA*. Pour répondre à ces interrogations, avec l'aide de M.Tripon, ingénieur au GANIL, nous avons démonté puis testé la totalité de la chaîne électronique concernée par ce problème.

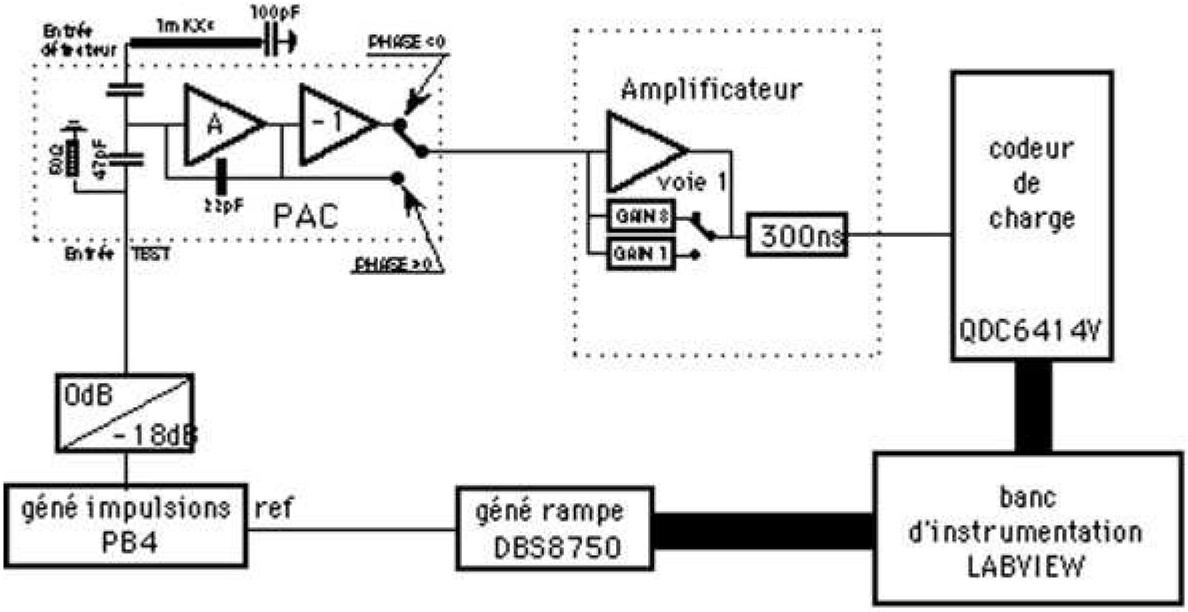


FIG. 3.14 – Banc d'essai constitué du préamplificateur, de l'amplificateur et du codeur en charge d'*INDRA*.

La figure 3.14 schématise le banc d'essai utilisé pour cette étude. Le détecteur à proprement parler est modélisé par un générateur d'impulsion de type BNC PB84. Il est alimenté en amplitude par un générateur DBS8750 et relié via un atténuateur à l'entrée du préamplificateur. En premier, nous considérons la chaîne électronique dans son ensemble, ceci afin de nous replacer dans les conditions exactes de l'expérience : l'objectif étant de retrouver la non-linéarité entre les volts et les canaux. A partir d'un balayage sur une large gamme en tension, en entrée du préamplificateur (de 0 à 10 V), nous obtenons la gamme en canaux associée (*Fig.* 3.15).

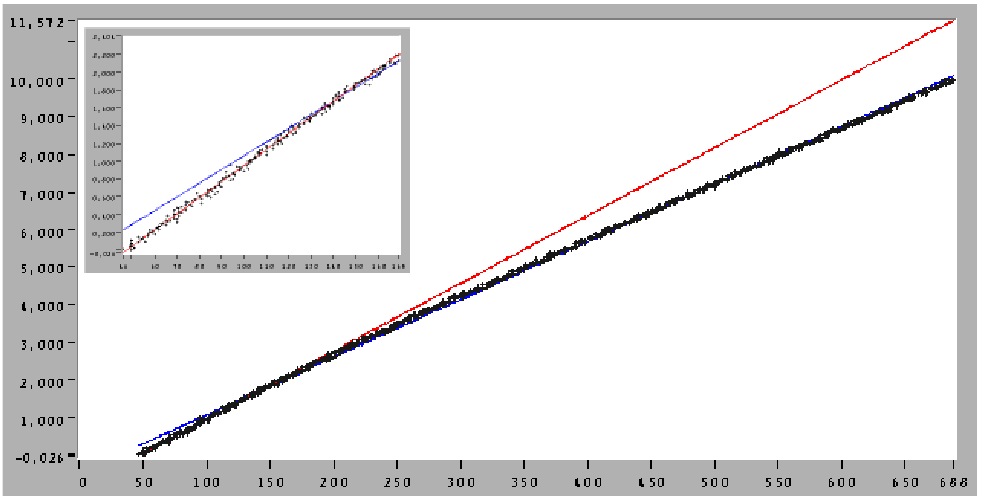


FIG. 3.15 – Dépendance en volt du signal en entrée de la chaîne électronique en fonction du canal en sortie du QDC.

De façon à identifier nettement un comportement non-linéaire, nous avons superposé deux régressions linéaires. La première (en bleue) ne tient compte que des mesures au-delà du canal 150 tandis que la seconde (en rouge) est obtenue en considérant la gamme complémentaire. A l'aide de ces deux droites de référence, nous retrouvons la non-linéarité, mais cette fois-ci directement à partir de la chaîne électronique.

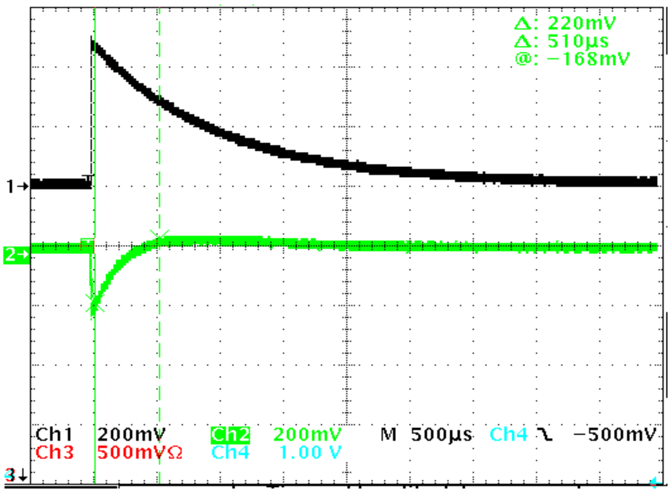


FIG. 3.16 – Signaux en entrée (courbe 1) et en sortie du préamplificateur (courbe 2).

Pour déterminer l'origine de cette non-linéarité, nous déconnectons progressivement chacune des entrées des modules électronique composant la chaîne d'acquisition, puis nous reproduisons à l'aide d'un générateur chacun des signaux. Cette méthode nous permet de simuler électroniquement un comportement parfait d'une des parties de la chaîne d'acquisition d'*INDRA*. Tout d'abord, nous testons le générateur d'impulsion d'*INDRA*. Ce dernier est remplacé par le BNC. La figure 3.16 illustre la forme générale du signal que nous régénérons en entrée du PAC.

Lorsque nous réalisons un nouvel échantillonnage sur la gamme en tension, entre 0 et 10 Volts, nous obtenons une figure similaire à la celle présentée figure 3.15. Par conséquent, le générateur d'*INDRA* n'est pas à l'origine de la non-linéarité. Si nous remplaçons le préamplificateur, mais en modifiant de manière appropriée le signal (signal 2, *Fig.* 3.16), nous aboutissons à une conclusion identique : le PAC n'est pas responsable du changement de pente observé entre les canaux et les volts. Dès lors, deux possibilités s'offrent à nous : soit l'amplificateur est le responsable de ce comportement atypique, soit il s'agit du codeur en charge. En suivant la même procédure, nous connectons directement le BNC en entrée du QDC en changeant de nouveau la forme du signal (*Fig.* 3.17).

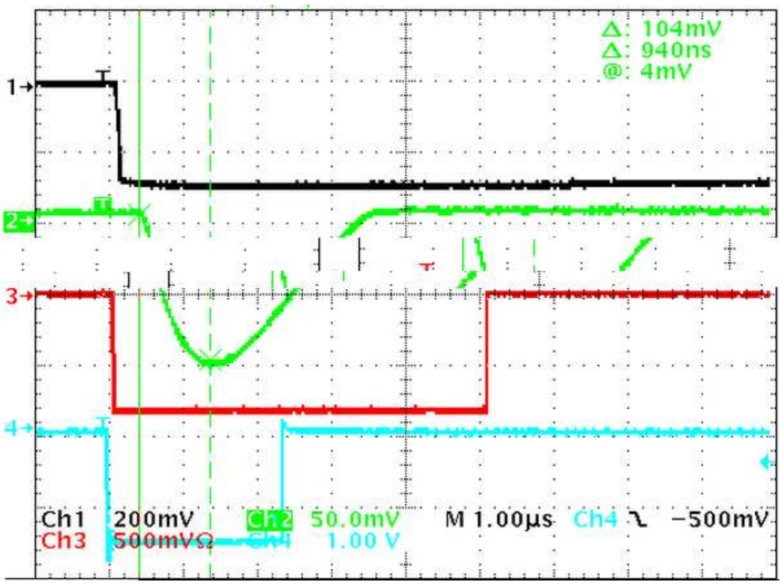


FIG. 3.17 – Signaux en entrée du codeur en charge : (1) signal initial, (2) signal en sortie de l'amplificateur, (3) et (4) exemples de porte .

Nous constatons que la non-linéarité a disparu (*Fig.* 3.18). Afin de confirmer la qualité du signal délivré par le QDC, nous connectons en entrée un générateur d'impulsion en créneaux dont nous faisons varier l'amplitude. La réponse du codeur en charge ne montre, là encore, aucun effet de non-linéarité dans la région des faibles amplitudes.

A la vue de ces résultats, nous avons réussi à mettre en évidence pendant la phase de dépouillement, mais aussi à partir de la chaîne électronique même, un effet de non-linéarité entre les volts et les canaux dans le voisinage du piédestal (V=0). Nous avons pu valider, avec précision, que seuls les amplificateurs utilisés étaient à l'origine de

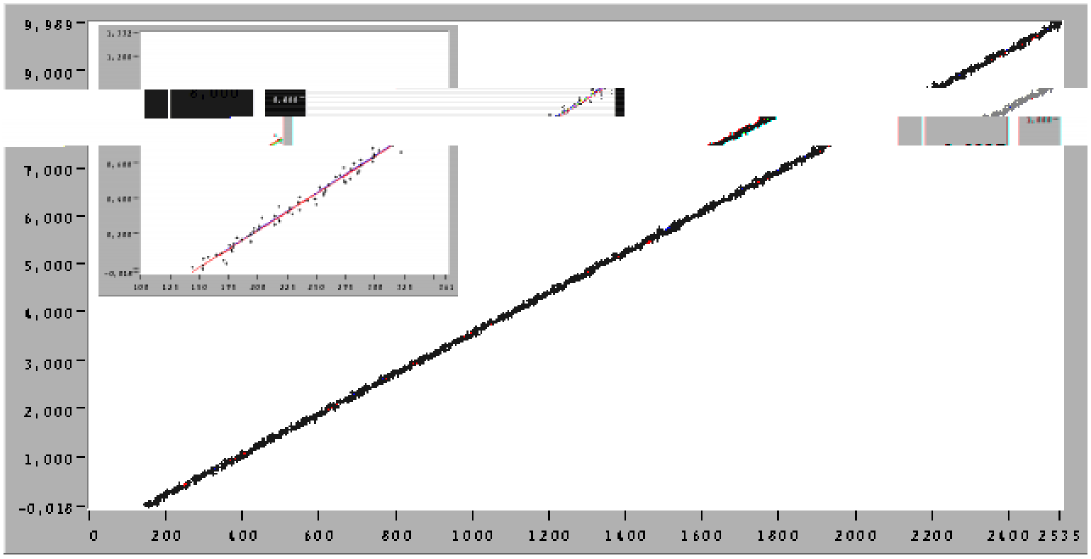


FIG. 3.18 – Correspondance de la tension en entrée de QDC en fonction du canal résultant.

ce comportement. Au terme de cette étude, l'utilisation de source α s'est révélée être extrêmement efficace dans l'obtention des coefficients MeV/Volt, ceci malgré leur faible masse. Il s'avère ainsi indispensable pour les futures campagnes de prendre en compte ces nouveaux éléments.

3.2 Identification en charge

Nous avons vu précédemment que nous étions capables de déterminer l'énergie déposée par un fragment ou une particule dans un détecteur. Il nous reste à déterminer une autre observable physique importante : la charge Z des produits détectés. Notons qu'en raison de la géométrie d'INDRA, n'autorisant aucune reconstruction par temps de vol, il ne nous est pas possible d'estimer la masse de tous les éléments détectés. Seuls les détecteurs à iodures de césiums peuvent répondre à cette attente mais uniquement pour les charges inférieures à 6. Au travers des paragraphes suivants, nous allons décrire la technique utilisée pour déterminer la charge des particules détectées par le couple chambre d'ionisation silicium. Nous nous attacherons à mettre en évidence les spécificités des études effectuées sur les données de la 4ème campagne.

3.2.1 Les chambres à ionisation et les silicium

En nous basant sur la théorie de Bethe et Bloch, nous obtenons, dans le cadre d'une approximation non relativiste, que la perte d'énergie ΔE, est proportionnelle au carré de la charge effective Z_{eff}, à la masse du fragment A, à la distance parcourue Δx, et inversement proportionnelle à son énergie incidente E :

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = -k.\frac{A}{2.E}.Z_{eff}^2, \ Avec: \ k = cst \tag{3.7}$$

Dès lors si nous considérons un ensemble de fragments ayant la même charge Z, échantillonné sur une large gamme en énergie, déposant dans un premier détecteur l'énergie ΔE, puis s'arrêtant dans un second étage de détection. Posons E_{res}, l'énergie résiduelle perdue dans ce dernier. Si nous nous intéressons à la dépendance de ΔE en fonction de E_{res}, nous obtenons, en accord avec l'égalité 3.7, des lignes (dites “lignes de Z”), s'inscrivant sur une hyperbole proportionnelle à $\frac{1}{E_{res}}$. Pour observer cette dépendance expérimentalement, il suffit de représenter la perte en énergie dans la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie déposée dans le silicium.(*Fig.* 3.19).

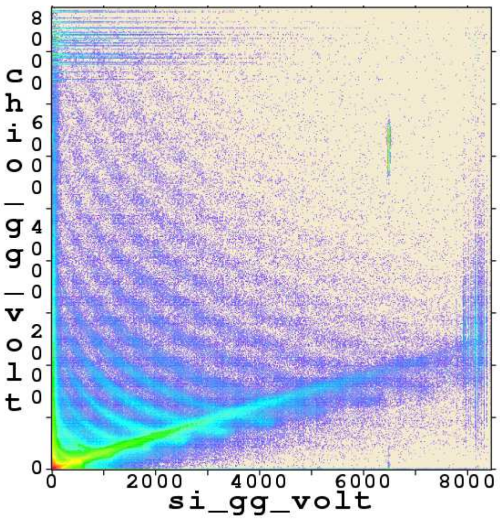


FIG. 3.19 – Dépendance de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie déposée dans le silicium.

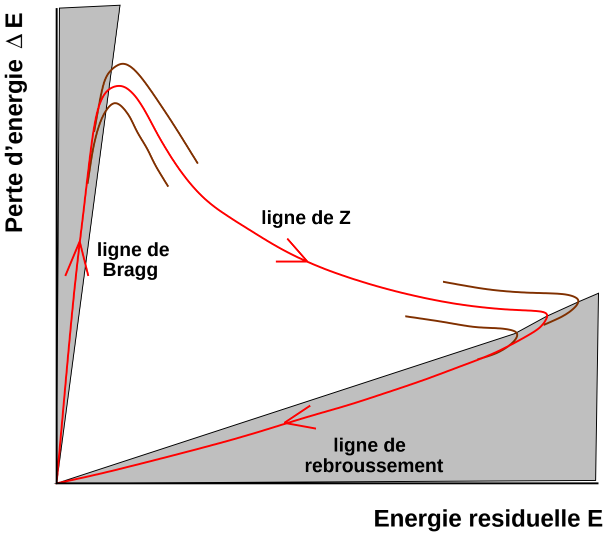


FIG. 3.20 – Schématisation des différentes contributions : ligne de Bragg, ligne de Z et ligne de rebroussement, présentes dans une carte ΔE_{Chio}-ΔE_{Si}.

Tout comme nous l'avions fait pour obtenir la carte des particules α, illustrée par la figure 3.9, nous n'utilisons pas les canaux bruts mais les signaux en volts émis en sortie des chambres d'ionisation et des silicium. Une telle démarche nous permet de regrouper l'ensemble des modules d'une même couronne. Soulignons que cette association de couronnes ne peut se concevoir qu'en tenant compte des caractéristiques des chambres d'ionisation, ou plus précisément des pressions au sein de ces détecteurs. Notons que nous aurions pu envisager d'additionner toutes les couronnes mais ceci à condition de représenter les cartes en MeV et non pas en volt. Cette démarche n'a pas été entreprise pour deux raisons : nous ne disposions pas de l'étalonnage en énergie sur la $4^{ème}$ campagne, et surtout nous souhaitions éviter tout cumul d'étalonnage, ceci afin de minimiser l'erreur commise.

En observant attentivement la figure 3.20, nous distinguons 3 zones : la région dite de Bragg, celle des "lignes de Z" et celle des lignes de rebroussement. Pour mieux comprendre l'allure générale d'une telle carte, examinons le cas d'un fragment de charge Z pénétrant dans le premier étage de détection (couronne avant). Si son énergie cinétique E_{inc} est suffisante, il pourra atteindre le $2^{ème}$ détecteur (silicium) puis le $3^{ème}$ (Iodure de Césium). Plusieurs configurations sont donc envisageables en fonction de la valeur de E_{inc} :

- Si $E_{inc} \leq E_{Si}^{seuil}$:
  Le 2ème étage de détection ne peut pas être atteint par le fragment. Ces types d'événements sont classés comme "chambre d'ionisation seule".
- Si $E_{Si}^{seuil} \leq E_{inc} \leq E_{CsI}^{seuil}$:
  Lorsque l'énergie du fragment dépasse le seuil en énergie du silicium, E_{Si}^{seuil}, il dépose de moins en moins d'énergie dans le 1^{er} étage de détection mais en contrepartie l'énergie déposée dans le silicium augmente rapidement.
- Si $E_{inc} \geq E_{CsI}^{seuil}$:
  Dès que l'énergie du fragment est suffisante pour atteindre le dernier étage de détection d'INDRA, l'énergie perdue déposée dans le silicium cesse d'augmenter et diminue progressivement. A l'inverse, la perte d'énergie dans le CsI augmente. Cette dernière phase peuple alors une nouvelle zone, dite "zone de rebroussement". Notons que cette zone est commune quelle que soit la charge du fragment détecté.

Il apparaît logiquement que toutes ces configurations ne sont pas à retenir pour l'identification en charge. Ainsi, les zones de Bragg et de rebroussement ne nous permettent pas d'effectuer une identification en charge précise. Nous verrons par la suite que ces régions sont explicitement définies à l'aide d'une grille, dite de "code", afin d'avoir la possibilité de les caractériser lors du traitement de l'identification en Z.

La méthode employée pour déterminer la charge d'un fragment ou d'une particule est simple. Nous avons vu précédemment qu'à partir de cartes $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$, il était possible de distinguer des lignes de Z. Chacune de ces lignes corresponde à une charge donnée, il suffit de tracer manuellement ces courbes pour obtenir l'identification en charge. Toutefois, en raison de la dispersion en masse et des problèmes de résolution des silicium et des chambres d'ionisation, des fluctuations apparaissent au sein de chaque ligne de Z. Notons que des effets de masse sont également envisageables. De manière à prendre en compte ces effets, nous calculons la distance de chacun des points, de la carte $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$, à la ligne de Z la plus proche. Si nous considérons un point se situant entre deux lignes de Z, l'identification en charge évaluera ce fragment comme un ion lourd ayant une charge réelle de Z+0.5. Toutefois, du point de vue physique, nous ne pouvons accepter que des valeurs entières comme charge de fragment. Notre objectif étant de ne pas faire d'erreur supérieure à une charge. Il est important de garder à l'esprit que pour chaque système, énergie, paire de couronnes, nous devons tracer manuellement toutes les lignes de Z, que ce soit en "grand gain" ou en "petit gain". Retenons sur ce dernier point que les cartes $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$ en "grand gain" nous permettent d'effectuer une identification pour des charges allant jusqu'à 25. Au-delà de cette valeur, l'identification se fera à partir des grilles "petit gain". De plus, comme nous l'avons souligné précédemment, il est nécessaire de définir explicitement des zones sur les cartes $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$. Pour ce faire, nous traçons, en plus des lignes de Z, des grilles dites "grilles de code". La figure 3.21 illustre un exemple de grille comportant des lignes de Z, laquelle est à associer à la grille de code, représentée par la figure 3.22.

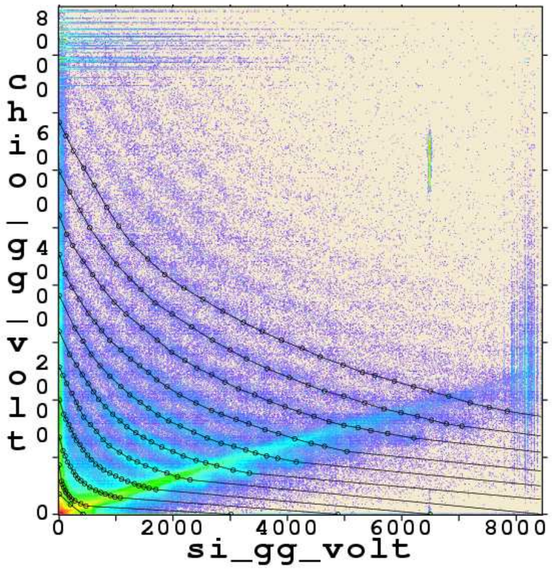


FIG. 3.21 – Exemple de représentation de lignes de Z sur une carte ΔE_{Chio}-ΔE_{Si}.

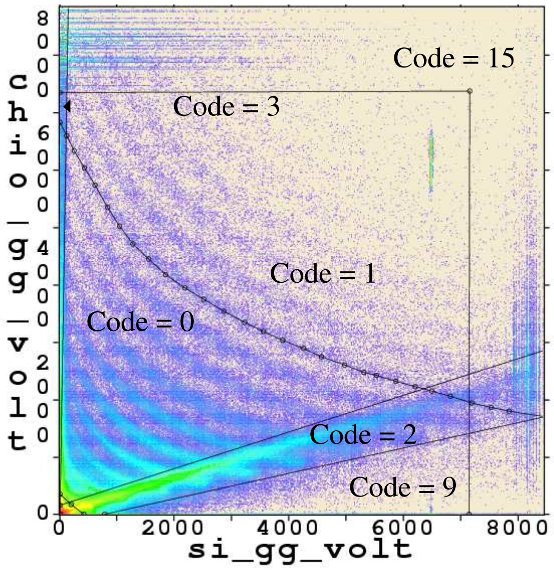


FIG. 3.22 – Sélection des différentes contributions présentes dans une carte ΔE_{Chio}-ΔE_{Si}.

Pour des raisons pratiques, nous attribuons un numéro pour chaque zone. Le tableau 3.3 indique la conversion que nous avons adoptée pour l'identification en charge. Notons que pour chaque fragment détecté est associé un numéro de région où ce dernier a été identifié. Il est plus facile ainsi de déterminer l'origine de chaque fragment ou particule. Ce travail ne constitue que la première étape de l'identification en charge, en effet, à partir des cartes de perte d'énergie $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$, il n'est pas possible de tracer

Code	Description
0	OK
1	extrapolated
2	punch through in Si and no signal in CsI
3	identified in bragg peak (some Si signal)
4	particle stopped in Chio (no Si signal)
5	data in petit gain
6	Chio saturated
7	CsI signal present
8	particle below Z=1.5 line
9	particle outside identification zone
10	bad module/ring number
11	run rejected by BDD
12	negativ 'volt' for Chio or Si
14	between the lines
15	rejected

TAB. 3.3 – Code associé à chaque Z détecté en fonction de la localisation de l'événement dans les cartes de perte d'énergie, ΔE_{Chio}-ΔE_{Si}.

toutes les lignes de Z physiquement acceptables et cela même en petit gain (lignes "expérimentales"). Pour des raisons essentiellement de statistiques trop faibles, il est nécessaire de faire appel à une extrapolation des lignes de Z. Pour ce faire, nous utilisons un code, *IndraLoss* [44], qui calcule les pertes d'énergie d'un fragment, ou d'une particule, dans la matière. Comme nous l'avions fait pour évaluer la perte d'énergie de la source de thoron dans les chambres d'ionisation et les silicium, nous allons générer des lignes de Z théoriques, mais cette fois-ci, sur un échantillon en charge et en énergie incidente.

Afin d'éviter tout problème lié à un éventuel décalage en ΔE_{Chio} ou ΔE_{Si}, nous avons décidé d'ajouter aux lignes "expérimentales" non pas les lignes théoriques, mais l'écart entre les lignes de Z extrapolées. Une dernière étape importante de notre travail consiste à vérifier la qualité de notre identification en charge. Pour ce faire nous utilisons différentes techniques :

- En premier, afin de contrôler le positionnement de nos lignes de Z, nous représentons, pour chaque couronne et module, la distribution en charge des événements. Gardons à l'esprit que nous avons tracé les lignes de Z en considérant des regroupements par paire de couronnes (n'effectuant aucune distinction sur les modules). Dès lors, nous sommes assurés qu'en moyenne, les distributions en charge sont centrées sur des valeurs de Z entières. Toutefois dans le cas d'un comportement anormal d'un détecteur, la charge Z obtenue se différenciera de celle estimée en considérant individuellement chaque détecteur. Les données issues d'un tel module doivent être rectifiées à l'aide d'une transformation mathématique adaptée. L'identification en charge n'en est alors que plus satisfaisante. Toutefois, ce type de démarche demande d'entreprendre un long travail de vérification. A cet effet, nous avons décidé de développer, à l'aide d'un récent outil d'analyse de données, *Root*, des outils spécifiquement adaptés à ce type de traitement. Cet instrument s'est révélé être particulièrement puissant et tout à fait approprié pour notre étude. Un distribution en charge correcte est illustrée figure 3.23, une autre incorrecte est représentée figure 3.24.

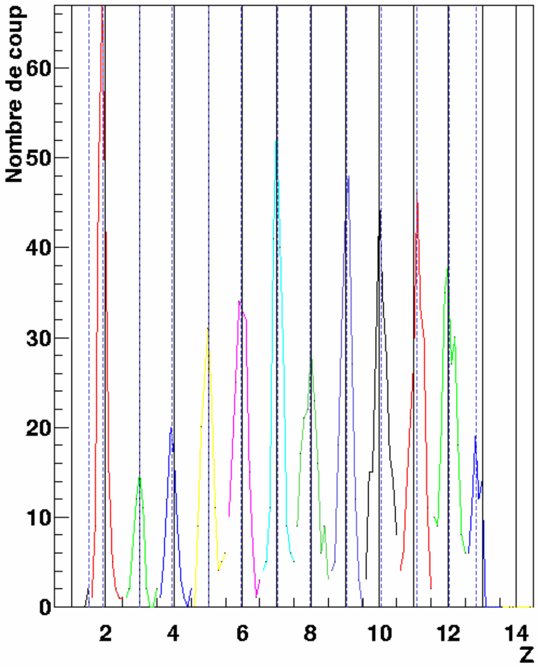


FIG. 3.23 – Exemple de distribution en charge.

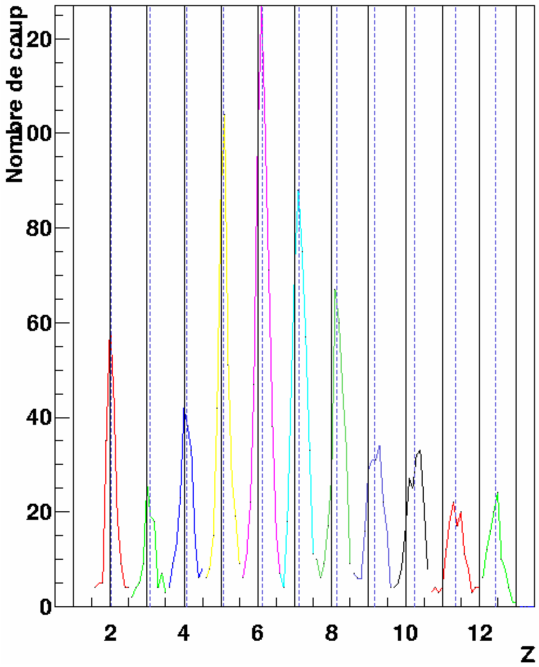


FIG. 3.24 – Exemple de distribution en charge à rectifier.

- La seconde phase de vérification porte sur la validité de l'extrapolation des lignes de Z expérimentales. Nous avons vu qu'en raison du manque de statistique, il n'était pas possible d'atteindre des charges excédant 50. Remarquons que disposer d'un Z élevé est un bon critère de contrôle pour l'extrapolation en charge. C'est pourquoi des réactions de diffusion élastique ont été effectuées durant la prise de données de la 4ème campagne : Au+Au à 15 MeV/A et Xe+Au à 20 MeV/A. Du fait de la faible valeur de l'angle de déviation, seules les couronnes 2 à 5 sont touchées par le quasi-projectile. Par conséquent, il n'est possible de vérifier l'extrapolation que pour ces couronnes, restreignant ainsi notre domaine d'étude. Nous constatons un écart de quatre unités de charge pour Xe+Au (*Fig.* 3.25) et d'une dizaine de Z dans le cas d'un faisceau d'Au.

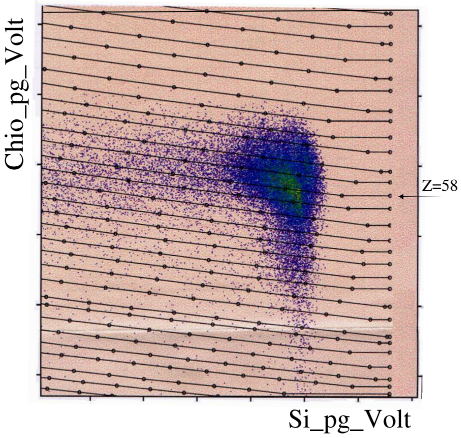


FIG. 3.25 – vérification de l'accord du pic de diffusion élastique avec l'extrapolation des lignes de Z.

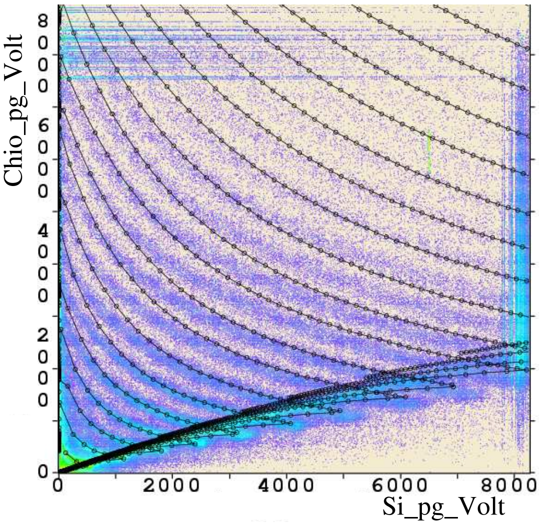


FIG. 3.26 – Exemple de lignes de Z obtenues à partir de INDRALoss en considérant des charges allant de 1 à 19 et pour une pression dans les chambres d'ionisation de 50 mbar

La figure 3.26 illustre les lignes "théoriques", c'est-à-dire à partir d'*IndraLoss*, obtenues pour une pression de 50 mbar dans les chambres d'ionisation. Il est à noter que nous avons superposé à cette carte $\Delta E_{Chio} - \Delta E_{Si}$ les données expérimentales. Nous pouvons observer dès $Z = 3$ un net désaccord entre les prédictions théoriques et les lignes expérimentales. Remarquons que pour les faibles valeurs de ΔE_{Si}^{pg}, l'erreur est plus importante.

Il est évident que les prévisions des pertes d'énergie employées pour l'extrapolation (*IndraLoss*) ne peuvent être utilisées directement, même pour l'identification des fragments légers.

A travers les deux parties suivantes, nous nous attacherons à mettre en évidence l'origine des écarts observés entre l'expérience et les calculs d'extrapolation. Puis, nous détaillerons précisément les modifications qu'il est nécessaire d'effectuer pour obtenir une identification en charge correcte.

3.2.2 Prise en compte du défaut de collection de charge :

Un des aspects négligé dans le calcul *IndraLoss*, concerne le défaut de collection de charge. Nous avons calibré les chambres d'ionisation et les détecteurs silicium à partir de particules légères (source α). La réponse de ces mêmes détecteurs au passage d'un ion lourd est moins évidente. Expérimentalement, pour cette classe de fragment, nous observons un défaut de collection. Remarquons que pour une même énergie incidente cet effet est plus important pour un ion lourd que pour une particule légère. Par convention, le défaut de collection est défini comme la différence entre l'énergie "vraie" et l'énergie apparente[1] du fragment considéré.

La figure 3.27 illustre l'effet du défaut de collection en considérant différentes masses d'ions lourds [45].

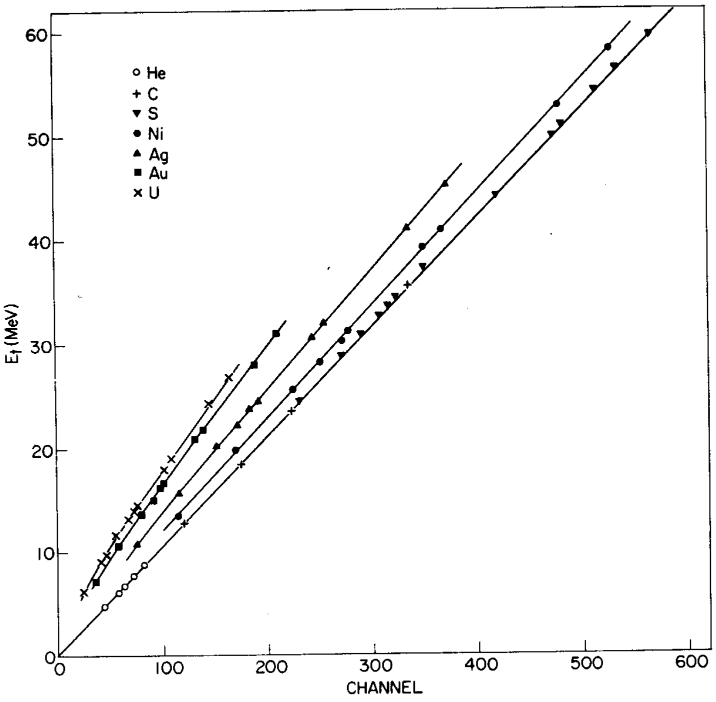


FIG. 3.27 – Dépendance de l'énergie "vraie" en fonction du défaut de collection associé (en canaux) pour des détecteurs silicium.

La mesure expérimentale de ce phénomène montre qu'il est possible d'atteindre un défaut d'ionisation de ∼ 15 MeV sur les 80 MeV d'énergie moyenne en considérant des fragments de fission. Des mesures plus récentes [46] utilisant des fragments, séparés en masse et en énergie, semblent aboutir à un effet plus faible, de l'ordre de 3 à 7 MeV. Certains travaux de M.Hill ont permis de distinguer trois contributions différentes au défaut de collection de charge :

- La première concerne l'énergie perdue par un ion lors de son entrée dans la zone de détection. Une estimation de cette contribution peut être effectuée à partir du pouvoir d'arrêt de l'ion lourd considéré. En effet, pour des ions lourds (ex : fragments

---

[1] Energie déterminée à partir de la calibration en énergie.

de fission), le spectre $\frac{dE}{dx}$ présente un maximum en début de gamme, mais dans le cas de particules légères (ex : Particules α), nous observons un comportement inverse.

- Une seconde contribution au défaut de collection de charge concerne la tendance, pour un ion lourd, à perdre davantage d'énergie que ne le ferait de simples collisions électroniques. Comme la vitesse des ions diminue, les collisions nucléaires augmentent progressivement, les noyaux de recul sont la preuve directe de ce type d'interaction. A cause des faibles vitesses de ces derniers, la probabilité d'avoir des interactions électroniques diminue, affectant la production de paires électron-trou. Sachant que la contribution des collisions nucléaires augmente avec la charge effective des ions, le défaut de collection de charge devient de plus en plus important au fur et à mesure que nous considérons que des fragments lourds.
- Le troisième point, le plus important, concerne le fort taux de recombinaison d'électron-trou attendu dans un plasma dense, prédominant en fin de parcours pour les ions lourds ("pic de Bragg" [45]).

Afin d'obtenir une identification en charge satisfaisante, il est important de considérer convenablement ces trois contributions. De nombreux travaux ont été réalisés sur ce sujet et notamment au sein de la collaboration *INDRA* [47]. A partir de ces derniers, diverses estimations du défaut de collection de charge, ou PHD, ont été obtenues. L'une d'entre elles peut être réalisée à partir de la formule suivante :

$$PHD(E_0) = \frac{1}{2}.E_0.(1 - \frac{1}{a.\frac{A.Z^2}{E_0}}).\ln \mid 1 + a.\frac{A.Z^2}{E_0} \mid + a.\frac{A.Z^2}{E_0}.\ln \mid 1 + \frac{1}{a.\frac{A.Z^2}{E_0}} \mid \qquad (3.8)$$

Comme nous l'avons déjà souligné le défaut de collection de charge dépend de la masse, de la charge de la particule considérée, (Z, A) et de son énergie incidente, E_0, ainsi que du paramètre ajustable a. A l'aide de l'équation 3.8, il est désormais possible de rendre compte du biais causé par le PHD sur les prévisions du code *IndraLoss*.

3.2.3 Ajustement des prédictions théoriques :

Permettons-nous, à ce stade de notre étude, de considérer de nouveau la figure 3.26. Nous avions relevé un net désaccord entre les calculs d'extrapolation et les lignes de Z expérimentales, ceci dès $Z = 3$. Si nous considérons la fraction emportée, due au PHD, pour les particules légères à ces énergies incidentes, il semble évident que le désaccord observé n'a pas pour origine le défaut de collection de charge. Il apparaît que cette incohérence entre les prédictions théoriques et les données soit liée à un problème intrinsèque aux programmes d'extrapolation *IndraLoss*. Rappelons que ce code est basé soit sur des mesures expérimentales, si la gamme en énergie correspond à celles échantillonnées, soit sur une extrapolation des mesures connues.

A la vue de ces résultats, il semblerait donc bénéfique d'effectuer à nouveau des mesures de perte d'énergie, spécifique au système de détection utilisé dans *INDRA*, et ceci sur une large gamme en énergie.

Hélas, pour des raisons principalement de temps, cette démarche n'a pu être entreprise. C'est pourquoi, nous avons développé un nouvel algorithme permettant de rectifier au mieux le désaccord entre *IndraLoss* et l'expérience :

- Pour chaque ligne de Z tracée expérimentalement, nous déterminons, en fonction de l'énergie incidente de la particule détectée, le facteur correctif α, à appliquer sur les prédictions théoriques. Celles-ci sont fournies par le programme d'extrapolation. La figure 3.28 illustre, pour une charge donnée, la dépendance du facteur α en fonction de E_{inc}. A noter que nous avons également inclus dans ces calculs les données des événements de diffusion élastique, ceci afin de prendre en compte la plus large gamme possible.

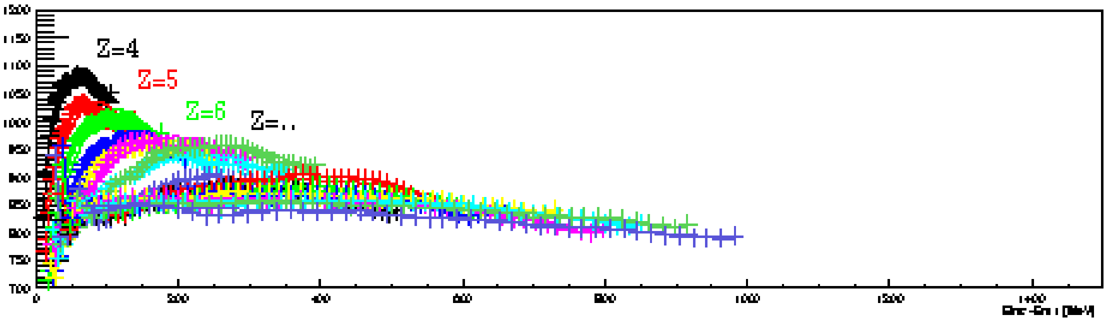


FIG. 3.28 – Dépendance du facteur α en fonction de E_{inc}.

- L'allure générale des courbes représentées *Fig.* 3.28, nous permet d'envisager, en première approximation, une dépendance polynomiale du second ordre entre le facteur α et E_{inc} pour un Z donné. C'est pourquoi, pour chaque charge, nous déterminons un jeu de paramètres a_2, a_1 et a_0 satisfaisant au mieux l'équation suivante :

$$\alpha(E_{inc}, Z) = a_2(Z).E_{inc}^2 + a_1(Z).E_{inc} + a_0(Z) \tag{3.9}$$

- Notre objectif principal étant que, quelque soit la charge ou l'énergie incidente considérée, nous soyons capables de trouver le facteur correctif à appliquer sur la prédiction théorique. Jusqu'à présent nous n'avons estimer ce facteur correctif qu'en fonction de E_{inc} mais non en rapport de la charge considérée. Pour lever cette dépendance, à l'aide des figures 3.29, 3.30 et 3.31, nous déterminons, par le biais d'une nouvelle paramétrisation, la relation entre Z et a_0, a_1 et a_2.

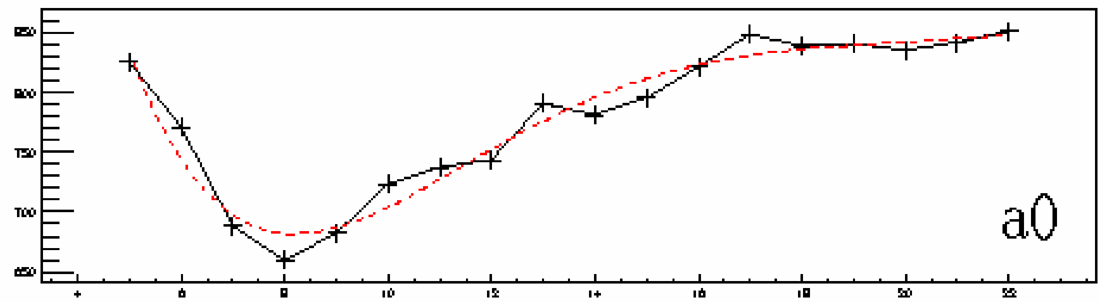


FIG. 3.29 – Dépendance du paramètre a_0 en fonction de la charge.

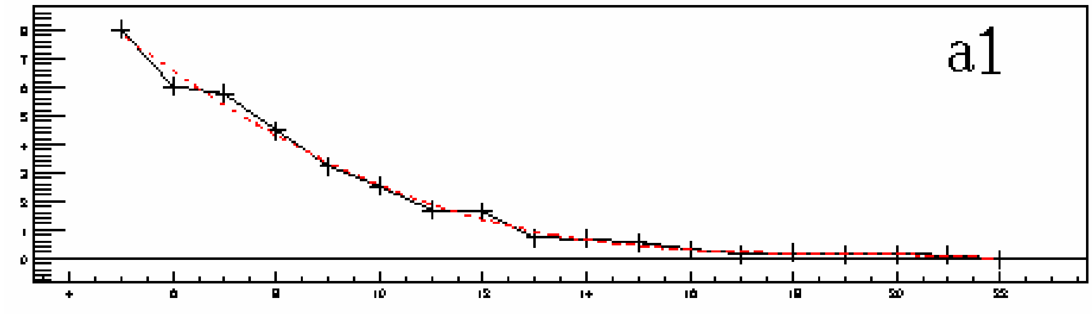


FIG. 3.30 – Dépendance du paramètre a_1 en fonction de la charge.

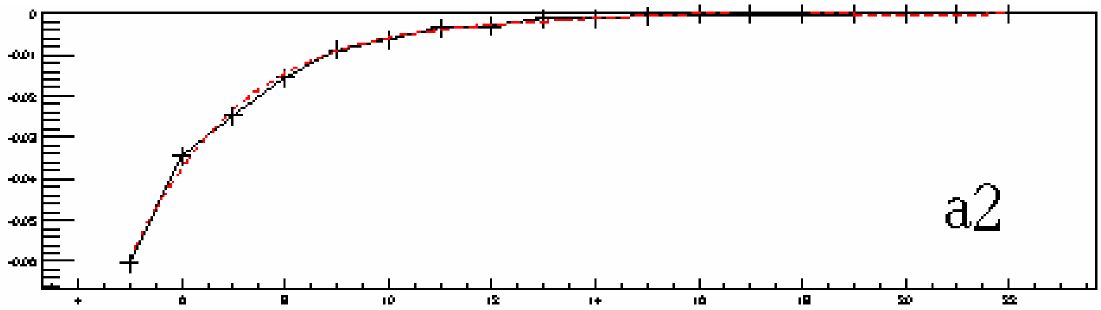


FIG. 3.31 – Dépendance du paramètre a_2 en fonction de la charge.

Dès lors, à partir de la formule 3.9, pour tout Z et E_{inc}, nous avons connaissance du facteur à utiliser pour rectifier, en première approximation, les lignes de Z théoriques.

La figure 3.32 illustre la correction obtenue sur les lignes de Z de la figure 3.26. L'accord entre les lignes expérimentales et théoriques est dès plus satisfaisants et cela même dans la zone de Bragg. La vérification de l'identification en charge sur les événements de diffusion élastique révèle une erreur d'un Z pour un noyau d'Or ($^{197}_{79}$Au).

A ce stade de l'analyse, nous avons vu comment il était possible, à partir des données brutes, de reconstruire les observables physiques telles que la charge et l'énergie des

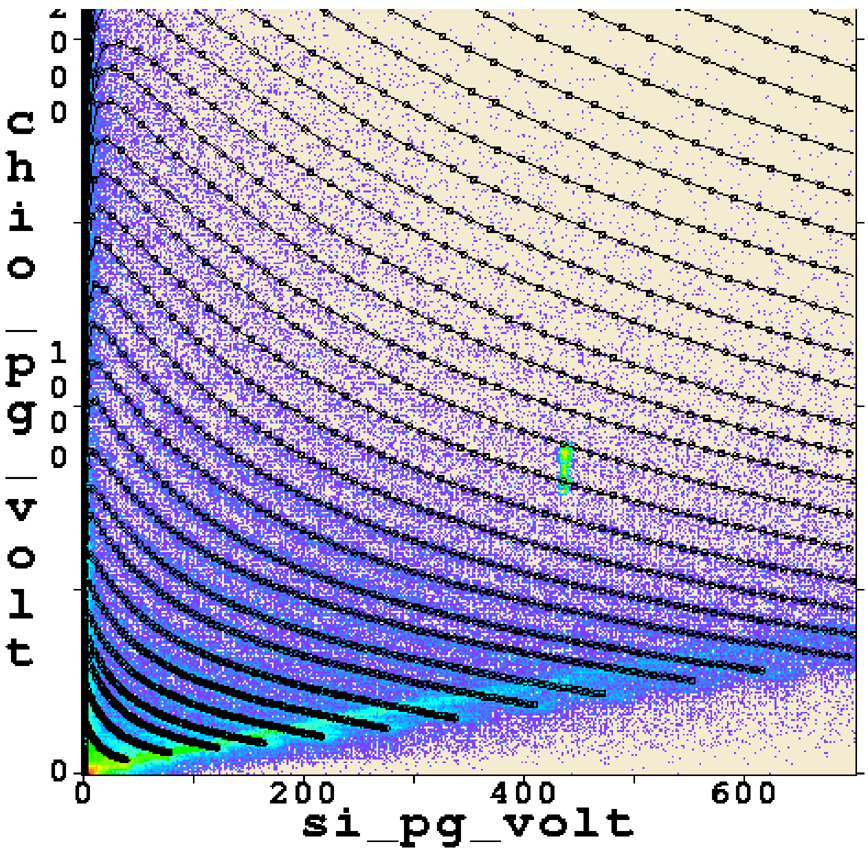


FIG. 3.32 – Exemple de lignes de Z obtenues à partir d'INDRALoss en appliquant le facteur α pour chaque charge et énergie incidente.

fragments détectés. Une attention particulière a été portée à la qualité de ces mesures ainsi qu'aux vérifications à entreprendre afin de valider les résultats obtenus. Cette importante étude a notamment permis de mettre en évidence un effet de non-linéarité dans la chaîne d'acquisition d'*INDRA*.

3.3 Etat de la réduction des données en septembre 2001 : “cohérence”

Les données disponibles en septembre 2001 constitue la première version de l'analyse de la 4^{eme} campagne d'*INDRA*. La calibration en énergie et l'identification en charge sont considérées être dans un état trés satisfaisant. Il reste cependant à traiter le problème de la détection mulitiple de fragments, ou de particules, au sein d'un même module d'*INDRA*. Ce n'est qu'après avoir achevé cette étape, dite de “cohérence”, que ces données pourront être considérées comme définitive.

Chapitre 4

Classification et sélection des événements

Lors de collisions entre ions lourds, divers mécanismes de réactions interviennent en fonction de la nature du projectile, de la cible, mais aussi de l'énergie incidente et du paramètre d'impact. En nous limitant aux collisions centrales et en classant les voies de désexcitation possibles, en fonction de l'énergie disponible, nous obtenons pour des énergies d'excitation faible une émission préférentielle de nucléons. Nous parlerons dans ce cas d'évaporation. A des énergies plus élevées, pour des systèmes lourds, un nouveau mode de décroissance entre en compétition : la fission. Des mouvements collectifs de faible amplitude, type résonances géantes, peuvent également apparaître. Si nous considérons maintenant des énergies de plus en plus importantes, il apparaît un nouveau régime : la multifragmentation. Le système se brise alors en noyaux de tailles diverses, puis à très haute énergie, seul les constituants élémentaires, les nucléons, persistent (régime de vaporisation). L'apparition de pions en voie de désexcitation est également possible, mais reste marginale à nos énergies.

Dès lors il est important de savoir sélectionner le type d'événement qui nous intéresse : collision centrale ou périphérique, événement provenant de la fission, de la multifragmentation, ou bien d'un tout autre processus de désexcitation. Pour extraire, de l'ensemble des données physiques recueillies, les événements provenant d'un même type de processus, nous disposons de deux possibilités : soit nous utilisons une ou plusieurs observables physiques, encore appelées variables globales, soit nous employons des méthodes de tri mathématique plus complexes.

A travers ce chapitre, nous rappellerons les principales variables globales couramment utilisées. Nous présenterons les raisons qui nous ont conduits à employer certaines méthodes de sélection. Après avoir décrit ces dernières, nous comparerons les caractéristiques physiques des événements retenus.

4.1 Présentation des méthodes existantes

4.1.1 Utilisation des variables globales

De façon générale, les variables globales permettent de décrire les caractéristiques d'un événement dans sa totalité [40, 48]. Dès ce stade, une première difficulté apparaît : il est utopique de penser qu'une seule variable puisse être capable de contenir toute l'information physique d'une réaction, et cela tout en séparant les différents mécanismes entrant en jeu dans des collisions entre ions lourds. C'est pourquoi, la plupart des variables générales n'ont pas cet objectif. Elles ont essentiellement pour but de refléter la physique que nous souhaitons étudier (ex : isotropie) ou bien de rendre compte d'une limite expérimentale (ex : charge totale détectée).

Attachons nous maintenant à décrire les variables globales les plus couramment utilisées.

- **Multiplicité : M**

L'origine d'une variable globale est, dans la plupart des cas, guidée par l'intuition du physicien. La multiplicité en est un parfait exemple. En effet, il semble correct de penser que la violence de la collision est corrélée au nombre de particules émises : plus la réaction est violente, plus elle sera dissipative et plus le système aura tendance à émettre des particules. Nous appelons communément Multiplicité d'un événement le nombre de particules d'un type donné : nous pouvons définir la multiplicité totale des particules chargées M_{tot}, la multiplicité des particules légères M_{LCP} ($Z \leq 2$) et la multiplicité des fragments de masse intermédiaire M_{IMF} ($Z \geq 3$).

- **Complétude : Z_{tot}, P_{tot}**

En raison de la possibilité d'un biais expérimental, il est important de s'assurer de la quantité d'informations recueillies : charge et impulsion totale.

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^{Mult} Z_i \text{ et } \mathbf{P}_{tot} = \sum_{i=1}^{Mult} \mathbf{P}_i \tag{4.1}$$

Si toute l'information a été mesurée la charge totale Z_{tot} doit être égale à la somme de la charge du projectile, Z_{proj} et de la cible Z_{cible} ; il en est de même pour les impulsions. Notons que nous parlons *d'événement complet* lorsque les événements ont un rapport $\frac{Z_{tot}}{Z_{cible}+Z_{proj}}$ et/ou $\frac{P_{tot}}{P_{cible}+P_{proj}}$ de l'ordre de 75 %.

- **Energies transverses totales :** $E_\perp^{tot}$

L'énergie transverse d'un événement est généralement associée au degré de violence d'une collision. Cette variable globale peut également être l'image d'une perte de mémoire de la voie d'entrée, signe de la conversion de l'énergie incidente longitudinale en énergie transversale à l'axe du faisceau **k**. Elle se définit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E_\perp^{tot} &= \sum_{i=1}^{Mult} E_{\perp_i} && (4.2) \\ &= \sum_{i=1}^{Mult} \frac{(\mathbf{p_i} \wedge \mathbf{k})^2}{2.m_i} = \sum_{i=1}^{Mult} E_i.sin^2(\theta_i) && (4.3) \end{aligned}$$

En raison de la meilleure efficacité d'*INDRA* pour les $Z \leq 2$, il s'avère plus correct de considérer uniquement la somme sur les particules légères.

- **Rapport d'isotropie en énergie :** $E_{iso} = E_{rat}$

Afin de quantifier dans l'espace des vitesses, l'isotropie d'émission des particules et des fragments, nous pouvons également définir la variable suivante :

$$E_{iso} = E_{rat} = \frac{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\perp i}}{\sum_{i=1}^{Mult} E_{//i}} \tag{4.4}$$

Notons que cette observable est très fréquemment employée pour l'étude des collisions entre ions lourds à haute énergie ($E_{inc} \geq 100MeV/A$) [52].

- **Analyse tensorielle de l'événement :**

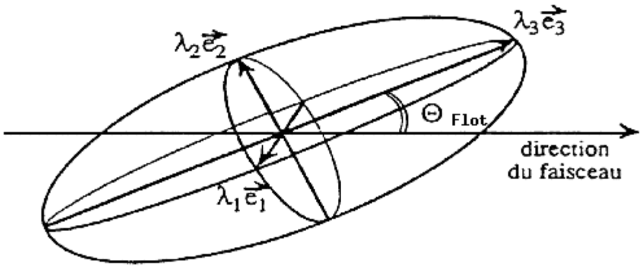
L'un des atouts des détecteurs 4π tel qu'*INDRA* est la possibilité de faire une reconstruction complète de la cinématique de la réaction considérée. En se plaçant dans l'espace des impulsions, il est possible d'effectuer une analyse en forme de l'événement. Par analogie avec le tenseur en inertie, nous pouvons définir le tenseur $Q_{i,j}$ comme suit :

$$Q_{i,j} = \sum_{k=1}^{Mult} \frac{1}{w_k}.p_k^i.p_k^j \tag{4.5}$$

où p_k^i représente la $i^{ème}$ composante du $k^{ème}$ fragment. Le terme w_k caractérise le poids à donner à l'événement. Suivant sa valeur, le tenseur $Q_{i,j}$ reflétera différentes significations physiques :

$$w_k = \begin{cases} 2.m_k & \text{Tenseur en énergie} \\ |p_k| & \text{Tenseur en impulsion} \\ |p_k|^2 & \text{Tenseur en nombre de fragment} \end{cases}$$

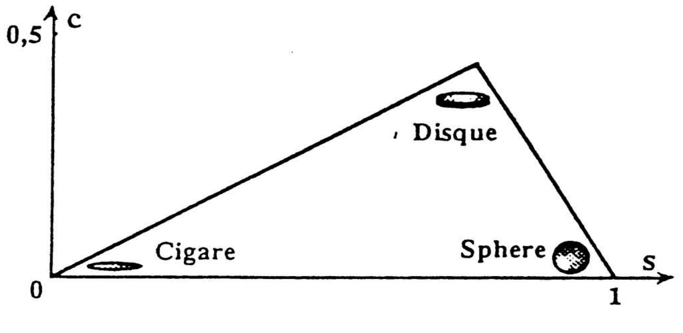
La diagonalisation de cet objet mathématique nous permet de déterminer les trois axes principaux : $(\mathbf{e_1}, \mathbf{e_2}, \mathbf{e_3})$. Soit $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, le triplet de valeur propre associé obtenu de manière à satisfaire les relations :



$$\begin{cases} \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \\ \lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \end{cases}$$

FIG. 4.1 – Représentation schématique de l'angle de flot.

L'ensemble $\{\lambda_i, e_i\}$ caractérise complètement l'événement considéré. En effet, nous pouvons définir trois nouvelles observables, ou variables globales, décrivant parfaitement la forme de l'événement : la sphéricité (s), la coplanarité (c) et l'aplanarité (a) :



$$s = \frac{3}{2}.(1 - \lambda_3) \tag{4.6}$$

$$c = \frac{\sqrt{3}}{2}.(\lambda_2 - \lambda_1) \tag{4.7}$$

$$a = \frac{3}{2}.\lambda_1 \tag{4.8}$$

FIG. 4.2 – Coplanarité en fonction de la sphéricité

La figure 4.2 donne une illustration géométrique de ces grandeurs. Expérimentalement, nous considérons un système de taille finie, de sorte qu'il est impossible d'observer une sphéricité parfaite, notamment en raison des fluctuations statistiques. Pour des collisions binaires, il a pu être démontré qu'une majorité d'événements observés dans les collisions noyau-noyau avaient la forme "cigare".

En plus des variables globales s, c et a, il est possible de définir une nouvelle observable caractérisant la direction préférentielle d'émission de fragments dans l'espace des impulsions : θ_{flot}. Cette dernière est fixée par l'angle entre l'axe principal, $\mathbf{e_3}$, et l'axe du faisceau, $\hat{\mathbf{k}}$:

$$\mathbf{e_3}.\hat{\mathbf{k}} = \cos(\theta_{flot}) \tag{4.9}$$

A titre d'exemple, considérons une réaction de diffusion élastique, nous obtiendrons en voie de sortie deux fragments : le quasi-projectile et la quasi-cible. L'angle θ_{flot} résultant reflétera la direction d'émission du quasi-projectile.

En l'absence de moment angulaire, une distribution plate en θ_{flot} caractérise, comme nous l'avions noté pour l'énergie transverse totale, une perte de la mémoire de la voie d'entrée. L'emploi de cette observable, et plus spécifiquement d'une distribution isotrope, est très fréquemment utilisé pour reconstruire les événements provenant d'une source unique. Gardons en mémoire que ce type de sélection ne peut considérer qu'un sous-ensemble d'événements provenant du noyau composé. En effet, en sélectionnant une distribution en θ_{flot} isotrope, nous restreignons notre étude aux noyaux chauds émettant dans l'espace des impulsions de façon uniforme. Néanmoins, il est tout à fait concevable de donner naissance à des sources uniques déformées dans l'espace des impulsions. Des études récentes menées au sein de la collaboration *INDRA*, ainsi que de nombreux travaux théoriques, ont démontré qu'il existait de tels noyaux chauds à un certain moment de la réaction.

4.1.2 Sélection en paramètre d'impact : b

Nous avons vu en introduction que les mécanismes de réaction dépendent principalement de deux quantités : le paramètre d'impact et l'énergie du faisceau. Expérimentalement, il est impossible d'accéder directement à la valeur du paramètre d'impact, b, pourtant sa connaissance précise s'avère essentielle dans la compréhension et la sélection des mécanismes de désexcitation nucléaire. Nous nous attacherons dans ce paragraphe à décrire la méthode employée pour obtenir une estimation, à l'aide d'observables physiques, du paramètre d'impact.

Si nous supposons que la section efficace, σ, ne dépend du paramètre d'impact que géométriquement, nous obtenons :

$$\sigma = \pi.b^2 \tag{4.10}$$

La section efficace maximum en découle immédiatement comme suit :

$$\sigma_{max} = \pi.b_{max}^2 \tag{4.11}$$

Le rapport des équations 4.10 et 4.11 peut alors s'exprimer ainsi :

$$\frac{b}{b_{max}} = \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_{max}}} \tag{4.12}$$

Considérons maintenant une observable Φ variant de façon monotone avec le paramètre d'impact, et de ce fait reflétant le comportement général de b [78]. Nous pouvons alors écrire :

$$\frac{b}{b_{max}} = \sqrt{\frac{\int_{\Phi_0}^{\Phi_1} \frac{d\sigma}{d\Phi} d\Phi}{N_{evt}}} \tag{4.13}$$

où N_{evt} correspond au nombre total d'événements mesurés et b_{max} peut être obtenu suivant deux critères :

- Critère géométrique : b_{max} correspond alors au paramètre d'impact donnant lieu à un effleurement entre les deux noyaux. Dans le cas où l'interaction coulombienne est négligeable, nous obtenons : $b_{max} = R_{proj} + R_{cible}$. Si nous tenons compte de cette interaction, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$b_{max} = a.\coth(\frac{\theta}{2}),\ Avec\ :\ a = 0.72.\frac{Z_1.Z_2}{E_{CM}} \tag{4.14}$$

$$\theta = 2.\arctan(\frac{\nu}{L}),\ O\grave{u}\ :\ \nu = \frac{Z_1.Z_2.e^2}{\hbar.v_{rel}} \tag{4.15}$$

$$L = R.\Big[\frac{2.\mu}{41.8}(E_{CM} - E_c)\Big]^{\frac{1}{2}},\ O\grave{u}\ :\ E_c = 1.44.\frac{Z_1.Z_2}{r_0.(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})} \tag{4.16}$$

  avec Z_{proj} et Z_{cible} correspondant respectivement à la charge du noyau projectile et cible.

- Critère physique : Si la section efficace totale est mesurée alors b_{max} peut être obtenu par la relation :

$$\sigma_{tot} = \pi.b_{max}^2 \tag{4.17}$$

Remarquons qu'il est important de connaître avec précision la valeur de N_{evt} ($Eq.$4.13). Expérimentalement cela implique la détection de l'ensemble des fragments émis. Bien qu'*INDRA* soit un multidétecteur 4π, il est évident que nous ne pouvons pas parvenir à un tel résultat. Néanmoins, l'application de l'équation 4.13, comme estimation du paramètre d'impact, nous renseigne approximativement sur la centralité de la collision.

4.2 Analyse en composante principale

L'utilisation de variable globale ne permet en général de refléter qu'une partie de l'information physique : conservation de la charge (Z_{tot}), isotropie (θ_{flot}), collision centrale (b). L'emploi de telles observables impose de combiner plusieurs d'entre elles afin d'aboutir à une sélection satisfaisante.

Supposons que nous souhaitions identifier les fragments provenant d'une source unique. Dans la plupart des cas, deux sélections successives sont réalisées : la première est basée sur un critère en complétude : $Z_{tot}/(Z_{proj} + Z_{cible}) \geq 75\%$ et $P_{tot}/(P_{proj} + P_{cible}) \geq 75\%$, la seconde fait appel à la variable globale θ_{flot} : $\theta_{flot} \geq 60^o$. Soulignons un inconvénient majeur de ce type de démarche : il est nécessaire d'effectuer des coupures dans des distributions d'observables physiques. Dans notre exemple, il s'agissait des distributions en charge et en impulsion totale mais aussi en θ_{flot}. A partir de considérations physiques, rien ne nous certifie que tel est le cas, bien au contraire. Il semble donc intéressant de pouvoir disposer d'une méthode mathématique pouvant tenir compte, non plus d'une, mais d'un ensemble de variables globales. Il apparaît alors un problème plus complexe : nous devons travailler dans un espace à N dimensions. Ce type d'analyse multidimensionnelle peut mettre en évidence des corrélations entre variables physiques. Certaines de ces techniques s'avèrent être de formidables outils de recherche de variables pertinentes. Ces méthodes mathématiques furent mises au point dès les années 1930, et s'appliquaient principalement à des études sociologiques et économiques. Ce n'est que bien plus tard qu'elles ont été utilisées en physique.

A ce jour, il est possible de distinguer trois techniques d'analyse multidimensionnelle [49, 51] : l'Analyse en Composante Principale (ACP) l'analyse factorielle des correspondances (AFC), et l'analyse factorielle discriminante (AFD). Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la première méthode d'analyse : l'Analyse en Composante Principale.

Dans un premier temps, nous allons décrire mathématiquement cette méthode de sélection basée essentiellement sur des critères de corrélation entre variables globales. En second, nous aborderons à l'aide d'un exemple très simple une application de cette analyse multidimensionnelle.

4.2.1 Description mathématique

La philosophie de l'analyse en composante principale est de rechercher un espace réduit conservant au mieux les corrélations et les distances entre un ensemble de N observables physiques. Il est nécessaire de rappeler quelques définitions de base de physique statistique.

La corrélation entre deux variables X et Y, ayant respectivement pour moyenne $\bar{X}$ et $\bar{Y}$, se mesure par la covariance :

$$\sigma_{X,Y} = \frac{1}{N} . \sum_{i=1}^{n} (X_i - \bar{X}).(Y_i - \bar{Y}) \tag{4.18}$$

où X_i (ou Y_i) correspond à la i^{ème} valeur de X (respectivement Y) sur un ensemble de n mesures. La grandeur $\sigma_{X,Y}$ reflète la dispersion des mesures de X avec celles de Y

(ou bien celles de Y avec X).

Il est également possible de définir la variance de X,σ_X :

$$\sigma_X^2 = \sigma_{X,X} \tag{4.19}$$

Le coefficient de corrélation linéaire entre X et Y, $\rho_{X,Y}$, est défini par la normalisation de la covariance :

$$\rho_{X,Y} = \frac{\sigma_{X,Y}}{\sigma_X.\sigma_Y} \tag{4.20}$$

Ce terme mesure l'intensité du lien existant entre les variables X et Y. Sa valeur ne peut être comprise qu'entre -1 et 1. Si $\rho_{X,Y}$ est égale à ± 1 alors nous pouvons écrire que : $Y = r.|a|.X + b$, avec $(a, b) \in \Re^2$. Dans les autres cas, il faut s'intéresser à la forme du nuage de points entre X et Y. Néanmoins lorsque $\rho_{X,Y}$ se situe au voisinage de 0, la dispersion tend à augmenter.

Pour faciliter l'étude des corrélations, nous nous plaçons dans l'espace de Hilbert, ϵ_H, défini comme suit :

- Le produit scalaire entre X_i et X_j est équivalent à la covariance entre ces deux variables :
$$X_i.X_j = \sigma_{X_i,X_j} \tag{4.21}$$
- La norme de X est équivalente à la variance de X :
$$\parallel X_i \parallel = \sigma_{X_i} \tag{4.22}$$
- L'angle entre deux observables X_i et X_j correspond au coefficient de corrélation linéaire ρ_{X_i,X_j}. En effet, nous pouvons écrire à partir des équations 4.21 et 4.22 que :

$$\begin{aligned} X_i.X_j &= \parallel X_i \parallel . \parallel X_j \parallel . \cos(\theta_{i,j}) = \sigma_{X_i}.\sigma_{X_j}.\cos(\theta_{i,j}) && (4.23) \\ \Rightarrow \frac{\sigma_{X_i,X_j}}{\sigma_{X_i}.\sigma_{X_j}} &= \cos(\theta_{i,j}) && (4.24) \\ \Rightarrow \rho_{X_i,X_j} &= \cos(\theta_{i,j}) && (4.25) \end{aligned}$$

Si nous considérons maintenant un ensemble N d'observables, la dimension de l'espace de Hilbert sera équivalente à N. Cependant, s'il existe parmi l'une d'entre elles une observable pouvant être exprimée sous forme d'une combinaison linéaire des autres variables, la dimension de cet espace sera diminuée d'une unité.

A partir de ce jeu de N variables, nous pouvons déterminer la matrice variance-covariance **M** :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \sigma_{X_1,X_1} & \sigma_{X_1,X_2} & \cdots & \sigma_{X_1,X_N} \\ \sigma_{X_2,X_1} & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \sigma_{X_i,X_i} & \cdots \\ \sigma_{X_N,X_1} & \cdots & \cdots & \sigma_{X_N,X_N} \end{bmatrix} = \frac{1}{N}.\mathbf{X}.^{\mathbf{t}}\mathbf{X} \tag{4.26}$$

Avec : (4.27)

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ X_N \end{bmatrix} \tag{4.28}$$

La matrice de corrélation **R** peut être obtenue en effectuant la transformation, f, suivante sur les N variables :

$$f : X_i \longrightarrow \frac{X_i - \bar{X}_i}{\sigma_{X_i}} \tag{4.29}$$

Cette transformation permet notamment de s'affranchir des échelles utilisées sur chacune des observables. Nous parlerons alors d'observable centrée réduite. Dès lors la matrice **R** s'écrit :

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & \rho_{X_1,X_2} & \cdots & \rho_{X_1,X_N} \\ \rho_{X_2,X_1} & 1 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & 1 & \cdots \\ \rho_{X_N,X_1} & \cdots & \cdots & 1 \end{bmatrix} \tag{4.30}$$

Le but de l'analyse en composante principale est de condenser l'information sur un nombre minimum de variables, dites principales. Lesquelles seront une combinaison linéaire des variables primaires. Généralement, nous ne considérons que deux variables principales, afin de permettre une visualisation globale et plus aisée de l'ensemble des événements. Le premier axe principal est celui sur lequel l'inertie expliquée, ou autrement dit le pourcentage d'information, est maximum. Les propriétés générales de cet axe sont les suivantes :

- Déformation minimum des distances entre les événements,
- La somme des carrés des distances projetées est maximum sur l'axe principal,
- L'inertie est maximum le long de l'axe principal,
- L'inertie du nuage de points est minimum par rapport à cet axe.

La diagonalisation de la matrice de corrélation, **R**, nous fournit un jeu de N valeurs propres $\{\lambda_i\}$, auquel est associé un ensemble de vecteurs propres $\{\mathbf{v_i}\}$. Chaque λ_i correspond au pourcentage d'informations contenues par la projection des événements sur le vecteur propre associé $\mathbf{v_i}$. A noter que ce dernier est une combinaison linéaire des N observables considérées pour construire la matrice $\mathbf{X}$:

$$\mathbf{v_i} = \sum_{k=1}^{N} \alpha_{i,k}.\mathbf{X_k}, \;\; \alpha_{i,k} \in \Re \tag{4.31}$$

Suite au cheminement mathématique précédent, nous sommes désormais capables de déterminer l'axe principal à utiliser pour une Analyse en Composante Principale. Il correspond au vecteur propre $\mathbf{v_j}$ ayant pour valeur propre λ_j le premier maximum parmi les $\{\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_N\}$. De la même façon, le second axe principal est associé à l'un des vecteurs propres restants, dont la valeur propre correspond au second maximum parmi les $\{\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_{N-1}\}$.

4.2.2 Exemple simple d'une application de l'ACP

Dans ce paragraphe nous allons, grâce à un exemple simple présenté dans un rapport de J.L.Charvet [53], aborder une application de l'analyse en composante principale. Dans un souci pédagogique, examinons le cas d'une situation très éloignée de la physique nucléaire ceci afin de mettre en évidence les avantages et les inconvénients d'une analyse graphique de l'ACP.

Numéro	Surface $[0; +\infty[$	Revenu $[0; +\infty[$	Soleil $[0; 10]$
1	30.2	9.3	8
2	40.1	10.2	10
3	35.3	9.7	6
4	45.1	11.5	4
5	38	12	5
6	50.1	14.2	9
7	60.2	18.6	10
8	100.4	28.4	3
9	25.1	13.2	2
10	40.7	10.8	7
11	68.4	22.7	9
12	60.3	12.3	8

Numéro	Surface $[0; +\infty[$	Revenu $[0; +\infty[$	Soleil $[0; 10]$
13	38.2	8.2	2
14	40.2	7.8	0
15	44.8	11.4	1
16	50.6	16.3	4
17	42.5	12.4	8
18	60.3	11.5	0
19	39.7	6.8	6
20	35.4	10.4	4
21	42.6	14.2	3
22	38.4	11.6	2
23	30.2	8.4	4
24	25.7	9.1	5

TAB. 4.1 – Résultats obtenus sur un échantillon de 24 personnes.

Un constructeur de piscine, désireux d'effectuer une étude de marché, s'intéresse à deux facteurs : la superficie de la propriété et les revenus de son client [53]. Etant conscient du rôle psychologique sur la décision d'achat d'une piscine, un formulaire comportant un ensemble de questions diverses est alors rédigé. Le facteur "soleil" sera un élément déterminant pour le constructeur de la volonté des clients d'acheter une piscine. Le tableau 4.1 donne un aperçu des résultats obtenus sur un échantillon de 24 personnes.

Notons qu'il est impératif d'utiliser des variables centrées réduites pour déterminer la matrice de corrélation $\mathbf{R}$. En effet, si nous considérons le domaine de définition de ces observables (voir *Tab.* 4.1), nous constatons en faisant une comparaison directe entre elles qu'elles sont tout à fait incompatibles. La normalisation proposée précédemment s'avère alors être indispensable. Une fois cette transformation effectuée, et après diagonalisation de $\mathbf{R}$, nous obtenons la matrice suivante :

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 42.14 & 0 & 0 \\ 0 & 23.23 & 0 \\ 0 & 0 & 3.67 \end{bmatrix} \tag{4.32}$$

Ce qui signifie, en considérant la convention de notation du paragraphe précédent, que $\lambda_1 = 42.14$, $\lambda_2 = 23.23$ et $\lambda_3 = 3.67$. Dès lors, la représentation graphique des données du tableau 4.1 dans la base des vecteurs propres $(\mathbf{v_1}, \mathbf{v_2}, \mathbf{v_3})$, sera répartie dans un ellipsoïde aplati de longueur 42.14 suivant $\mathbf{v_1}$, de largeur 23.23 suivant $\mathbf{v_2}$ et d'épaisseur 3.67. L'inertie expliquée est alors maximum si nous considérons le couplage λ_1 avec λ_2 :

$$I_{max} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\sum_{i=1}^{3} \lambda_i} = \frac{42.14 + 23.23}{42.14 + 23.23 + 3.67} = 95\% \tag{4.33}$$

Soulignons que rien ne nous limite à considérer uniquement deux axes principaux. Toutefois, nous constatons que dans une telle représentation nous conservons déjà 95% de l'information physique. Ce chiffre nous laisse supposer qu'une projection des données recueillies dans le plan $\mathcal{P}$, définie par $\mathbf{v_1}$ et $\mathbf{v_2}$, contiendra la plus grande partie des caractéristiques. La figure 4.3 illustre le résultat que nous obtenons en considérant la projection dans le plan $\mathcal{P}$.

Comme semble nous l'indiquer l'analyse en composante principale, il existe une très forte corrélation entre le revenu et la superficie de propriété d'un même individu. Par contre, l'attitude vis-à-vis du soleil n'est que très peu sensible aux deux facteurs précédents. Considérons l'individu 8 : il possède les plus gros revenus et la plus grande propriété mais par contre, son attitude par rapport au soleil est faible.

Une remarque importante concerne le biais que peut engendrer une projection dans un sous-espace. En effet, si nous considérons de nouveau notre exemple, nous constatons que nous sommes passés d'un espace à trois dimensions à une représentation finale à deux dimensions. Dès lors il est possible de commettre une erreur d'interprétation sur la

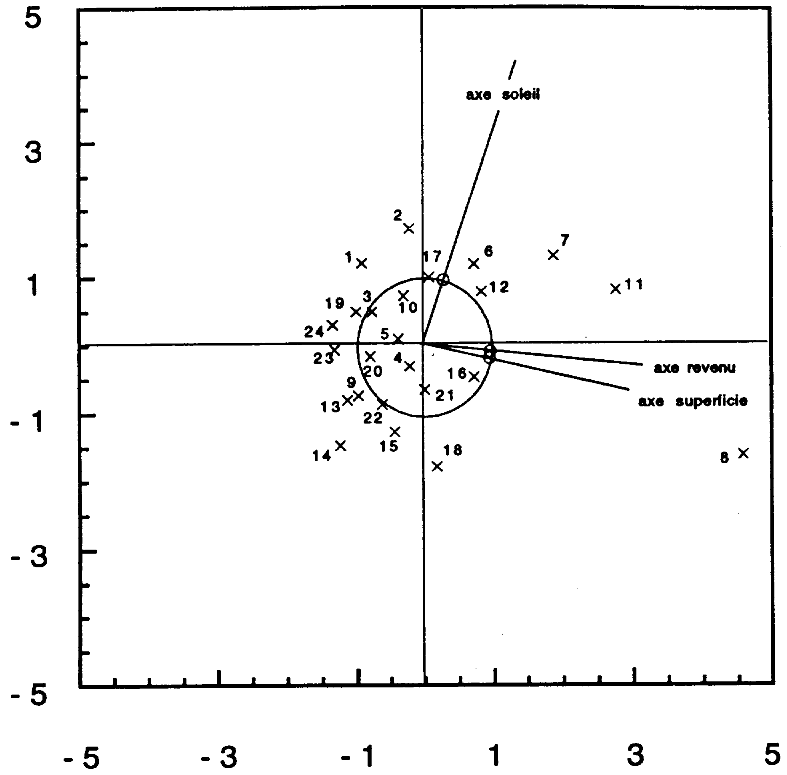


FIG. 4.3 – Projection dans le plan $\mathcal{P}$ des observables et des données : Superficie, Revenu et soleil.

proximité entre deux individus. En effet, il est concevable d'imaginer, comme l'illustre la figure 4.4, que deux points soient proches dans le plan de projection sans que pour autant cela soit le cas dans l'espace complet.

C'est pourquoi des précautions doivent être prises avant de tirer des conclusions à partir de l'ACP :

- Nous pouvons imaginer vérifier la dispersion des événements dans le plan transverse au plan de projection, ou bien encore étudier l'angle entre les vecteurs de base et leur projection dans le plan principal (ici $(\mathbf{v_1}, \mathbf{v_2})$). A ceci ajoutons qu'une inertie expliquée faible suivant l'axe principal peut être une indication d'un tel comportement.
- Il est également important d'étudier la projection des vecteurs de base dans le plan principal ($\mathcal{P}$). Dans notre exemple, cela nous a permis de mettre en évidence la non-corrélation entre les observables "Soleil" et "Revenu". Ce type de projection est souvent la source de précieuses informations. Elle peut notamment mettre en évidence la signification, ou autrement dit l'importance, d'une variable par rapport à d'autres.

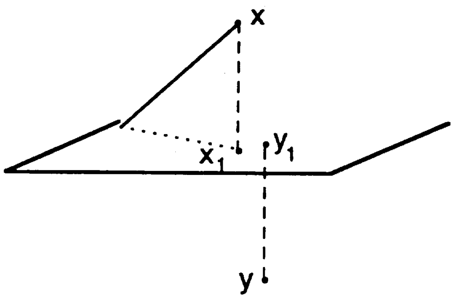


FIG. 4.4 – Exemple de situation pouvant induire une erreur d'interprétation entre deux événements.

- Notons également qu'un nombre important d'observables fortement corrélées, s'avèrera nuisible à la discrimination des événements. L'analyse en composante principale en sera fortement affectée, et cela même au détriment de variables plus significatives.

Pour toutes ces raisons, l'analyse en composante principale se révèle être un outil puissant et pratique mais qui demande au préalable beaucoup de précautions. Si ACP peut être utilisée dans le cadre de notre analyse, elle ne pourra pas l'être pour tout type d'étude. En effet, l'analyse en composante principale est basée sur l'étude des corrélations linéaires entre observables. Cela signifie que si nous considérons un ensemble d'événements dépendant quadratiquement les uns des autres, ACP ne permettrait pas d'en tenir compte. Des méthodes du type réseau de neurones peuvent en revanche traiter des corrélations de cette nature. Des études parallèles sont actuellement en cours au sein de la collaboration *INDRA* [54]. A ce jour, il n'a pas été clairement démontré que la prise en compte de corrélations non-linéaires influençait les résultats obtenus.

4.3 Mise en oeuvre de l'ACP sur les données de la 4^{eme} campagne

Afin de différencier les mécanismes de réaction intervenant lors de collisions entre ions lourds, nous allons appliquer l'ACP sur les données de la 4^{eme} campagne. Au travers du premier paragraphe, nous définirons les observables physiques qui nous permettront de bâtir notre étude. Puis, dans la seconde partie, nous aborderons les résultats obtenus pour la collision d'Au+Au à 60 MeV/A. Ne présentant pas de différences notables, nous ne détaillerons pas dans le cadre de ce mémoire de thèse les résultats obtenus pour Au+Au à 40, 80 et 100 MeV/A. Ces études pourront être trouvées dans la référence suivante [50, 55].

4.3.1 Observables physiques utilisées

Dans le cadre de l'ACP, il est possible d'utiliser différents types d'observables. Des variables brutes, telles que la vitesse ou la position de détection des fragments, en sont un exemple. De plus, nous avons également vu qu'il était possible de définir des variables globales : b, $E_\perp$, etc.. . Ces dernières peuvent être classées en deux catégories : variables statistiques et variables dynamiques. La première catégorie est constituée à partir des charges ou des masses des fragments. La seconde est liée à la cinématique de la réaction. Pour notre étude, l'utilisation de variables globales permet de mieux rendre compte des caractéristiques des fragments émis. En nous basant sur la diversité des informations accessibles grâce à chacune d'elles, nous obtenons un jeu de 28 observables (*Tab.* 4.2).

Variables	Description
M_{tot}	Multiplicité de charge totale
M_{LCP}	Multiplicité de particules légères
M_{IMF}	Multiplicité de fragments de masse intermédiaire
Z_{max}	Charge du plus gros fragment
$<Z>$	Charge moyenne
$\gamma 2$	$\gamma 2 = M_0.M_2/M_1^2$ [73]
Z_{tot}	Charge totale
M_{av}	Multiplicité de charge détectée à l'avant du détecteur
M_{arr}	Multiplicité de charge détectée à l'arrière du détecteur
V_{av}^{QP}	Vitesse du quasi-projectile
V_{av}^{QC}	Vitesse de la quasi-cible
$Y3_{max}$	Dispersion entre les vitesses relatives des fragments [75]
$E_\perp^{tot}$	Energie transverse totale
$E_\perp^{LCP}$	Energie transverse calculée à partir des particules légères
$E_\perp^{IMF}$	Energie transverse calculée à partir des IMF
$<E_\perp>$	Energie transverse moyenne
θ_{flot}	Angle de flot dans le plan de réaction
s	Sphéricité
c	Coplanarité
$H2$	Moment de Fox d'ordre 2 [74]
$Thrust$	Variable de séparabilitée en deux sources [40]
E_{rat}	Rapport entre l'énergie transverse et l'énergie suivant l'axe du faisceau
E_{tot}	Energie totale
E_c^{tot}	Energie cinétique totale

TAB. 4.2 – Tableau indiquant les principales variables ACP utilisées.

4.3.2 Sélection des collisions dissipatives : Première ACP

En nous référant à l'exemple du constructeur de piscine, nous exprimons dans un premier temps la matrice de corrélation **R**. En raison du nombre d'observables que nous étudions, la dimension de l'espace de Hilbert est désormais de 28. Après diagonalisation de **R**, nous obtenons donc un jeu de 28 valeurs et vecteurs propres. Afin de déterminer le plan principal, $\mathcal{P}$, il nous faut trouver le couple de vecteurs propres qui reflètera au mieux les caractéristiques physiques des événements. Pour ce faire, intéressons-nous au spectre de valeurs propres. La figure 4.5 illustre les λ_i obtenus, classées par ordre croissant et normalisés ($\sum_i \lambda_i = 1$) :

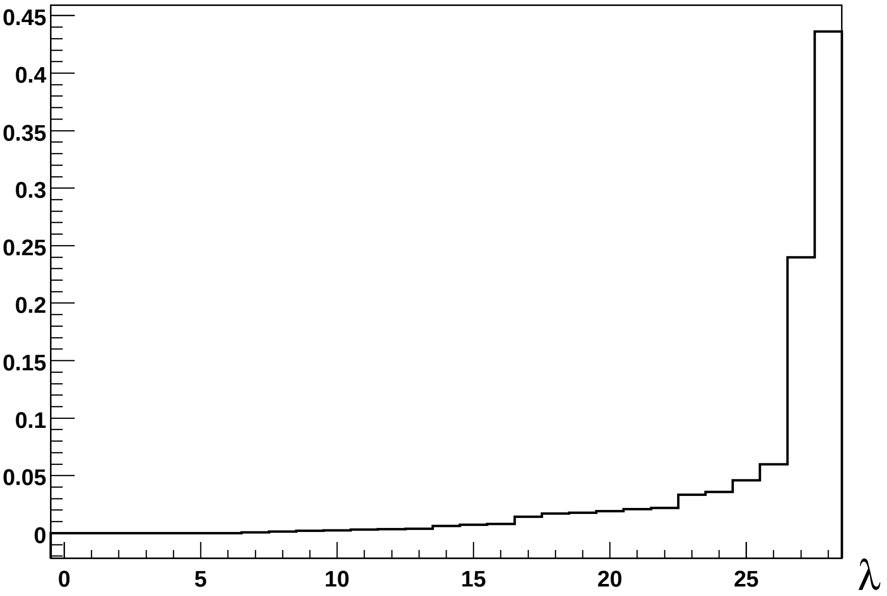


FIG. 4.5 – Spectre des valeurs obtenues pour le système Au+Au à 60 MeV/A.

Comme nous le laisse penser cette figure, il est clair que les deux dernières valeurs propres, λ_{27} et λ_{28}, sont nettement supérieures au reste des λ_i (avec $i = 1, .., 28$). Ainsi, le plan défini par les deux vecteurs propres associés, $\mathbf{v_{27}}$ et $\mathbf{v_{28}}$ totalise à lui seul plus de 65% de l'information du système. Pour la suite de notre étude, ce plan $(\mathbf{v_{27}}, \mathbf{v_{28}})$ sera donc défini comme le plan principal $\mathcal{P}$.

Examinons maintenant la projection des 28 variables sur ce plan principal (*Fig.* 4.6). L'étude de cette carte est riche d'enseignement sur plusieurs points :

- **Etude des directions des vecteurs de base dans le plan $\mathcal{P}$:**
  Deux groupes d'observables semblent se détacher :
  - Le premier regroupe des variables globales telles que : la multiplicité de fragments de masses intermédiaires (IMF) et de particules légères (LCP), l'énergie

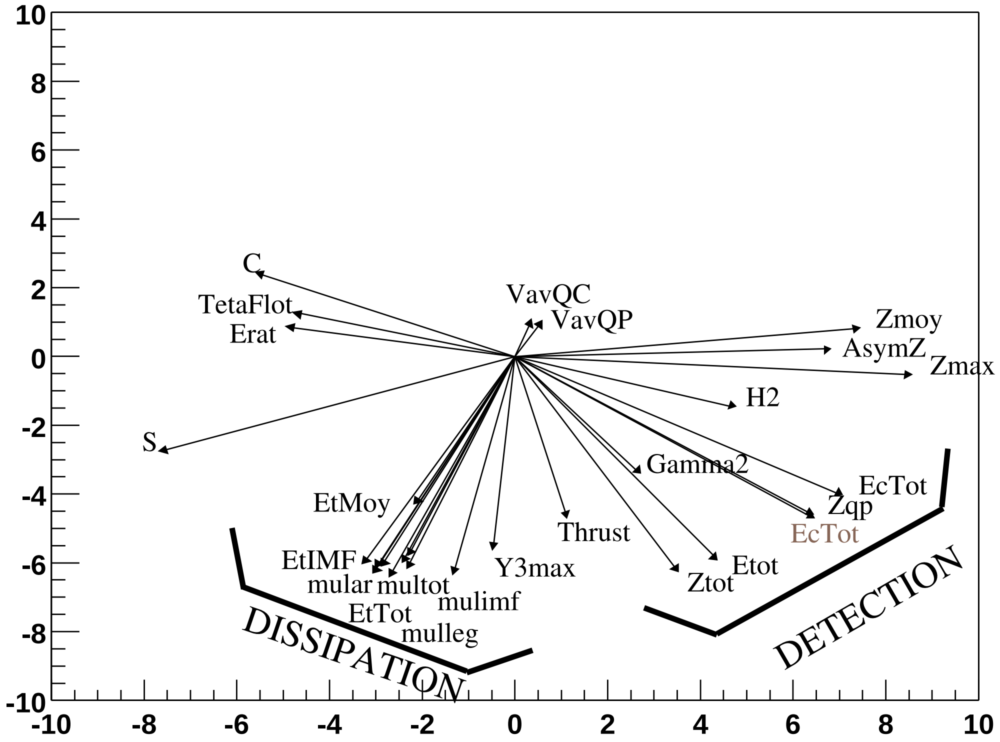


FIG. 4.6 – Projection dans le plan principal des 28 vecteurs de base (carte obtenue en considérant le système Au+Au à 60 MeV/A).

transverse totale, etc.. . Cette zone, bien localisée dans le plan $\mathcal{P}$, s'associe donc à des observables reflétant la violence de la réaction. Dans le cas de la multiplicité, plus la collision est dissipative, plus le nombre de fragments émis (IMF et LCP) est important, de la même manière que l'énergie transverse croît avec la violence de la collision.

- Le second groupe, quant à lui, est lié à la charge ou à l'énergie totale détectée. De ce fait, il est l'image de la qualité de détection de l'événement considéré.

Dès lors, il semble quasi-naturellement se dissocier deux axes de sélection dans le plan principal.

- **Etude de la norme des vecteurs de base projetés sur $\mathcal{P}$:**

  Intéressons-nous à la norme des projections des 28 vecteurs de base. A l'exception de H_2, γ et V_{av}, nous constatons qu'ils sont tous, en première approximation, égaux entre eux. Ceci est le signe que nous disposons d'un jeu discriminant d'observables. Si tel n'était pas le cas, une grande partie de ces observables auraient une norme nettement inférieure à la moyenne. A noter qu'une telle situation ne sera pas forcément reflétée par l'inertie expliquée. En effet, supposons que nous ayons mal choisi nos observables, et que nous restreignions notre étude à quatre variables globales : $E_{\perp_{12}}$, M, M_{LCP} et V_z^{QP}. Le moment expliqué serait tout à fait acceptable puisque les événements se répartiraient entre ces observables, mais de façon disproportionnées. Par contre, le plan principal serait défini essentiellement par les variables $E_{\perp_{12}}$, M, M_{LCP}, et le vecteur de base V_z^{QP} serait alors quasi-orthogonal à ce plan.

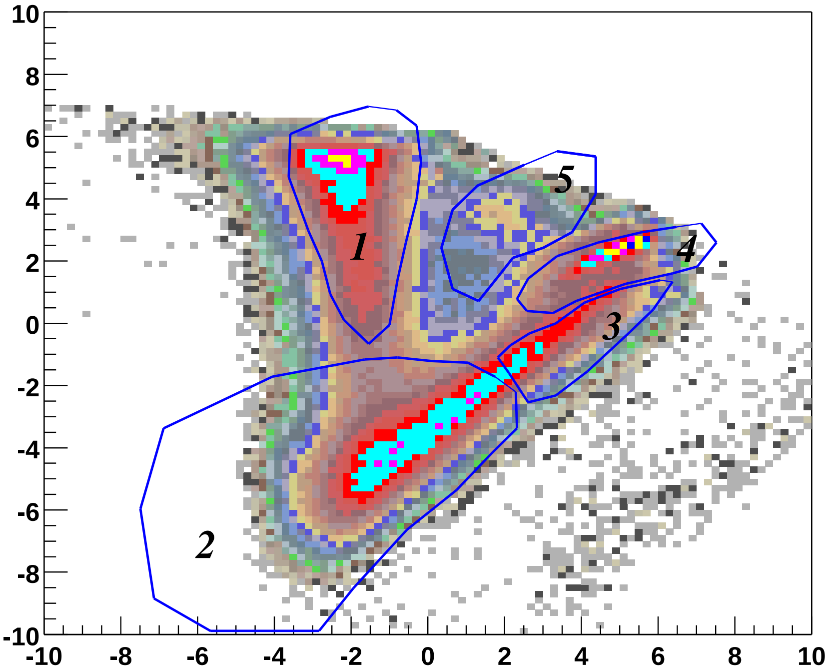


FIG. 4.7 – Projection dans le plan principal des événements d'Au+Au à 60 MeV/A.

La figure 4.7 représente la projection dans $\mathcal{P}$ des événements détectés pour Au+Au à 60 MeV/A. Comme nous le laissait supposer la figure 4.6, nous pouvons distinguer différents "îlots" d'événements. Afin de mieux comprendre la signification physique de chacun d'entre eux, nous représentons, par zone, les distributions suivantes : Distribution en multiplicité LCP et IMF(*Fig.* 4.8 et *Fig.* 4.9), et charge totale normalisée en fonction de l'impulsion totale normalisée (*Fig.* 4.10).

Nous pouvons maintenant étudier plus aisément les propriétés de chacune de ces zones :

- **Zone 1 :** Portons notre attention sur la carte illustrant la projection des vecteurs de base sur $\mathcal{P}$. Nous constatons que la zone 1 se situe à l'opposé de l'axe de "détection" : cette région est associée aux événements de charge totale proche de celle initiale (c'est-à-dire : $2 * 97 = 158$). Par conséquent, la zone 1 correspond expérimentalement aux collisions dans lesquelles l'ensemble des fragments et particules émis n'ont pas pu être détectés. Cela peut être le cas si nous considérons que le

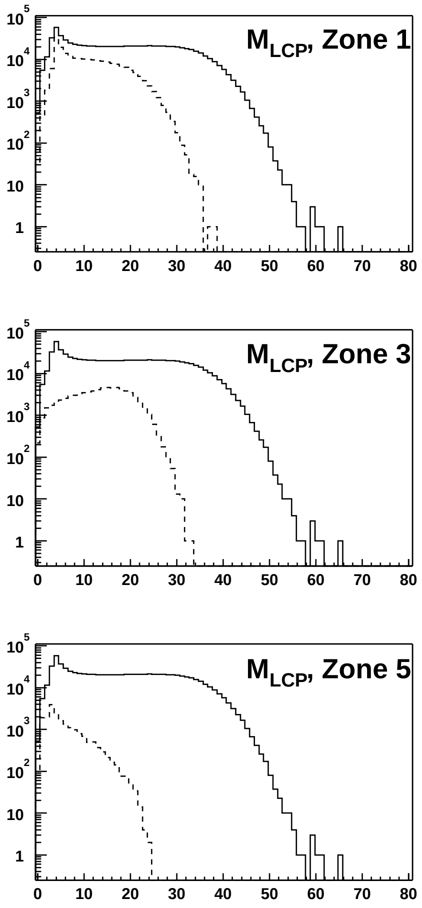


FIG. 4.8 – Evolution des distributions en multiplicité pour les particules légères en fonction du numéro de zone considérée (ligne en pointillée). La multiplicité totale de LCP est également représenté en trait continu.

quasi-projectile et la quasi-cible n'ont pas été détectés, et qu'un seul fragment de masse intermédiaire (IMF) en coïncidence avec des particules légères (LCP) ait dépassé les seuils de détection d'*INDRA*. Examinons maintenant les distributions en multiplicité d'IMF et de LCP (*Fig.* 4.8 et *Fig.* 4.9), nous constatons que le nombre d'IMF est très faible dans cette région, tandis que la quantité de particules légères est élevée. Pour conclure sur l'origine physique de ces événements, considérons la figure 4.10 : seule est peuplée la région au voisinage de l'origine. Ces observations nous donnent la confirmation que la charge, ainsi que l'impulsion totale détectée, n'ont pas pu être correctement reconstruites. Ceci ne peut nous surprendre puisque nous venons de constater que la zone 1 s'associait aux collisions pour lesquelles l'ensemble des fragments et particules émis n'avaient pas pu être détectés par *INDRA*.

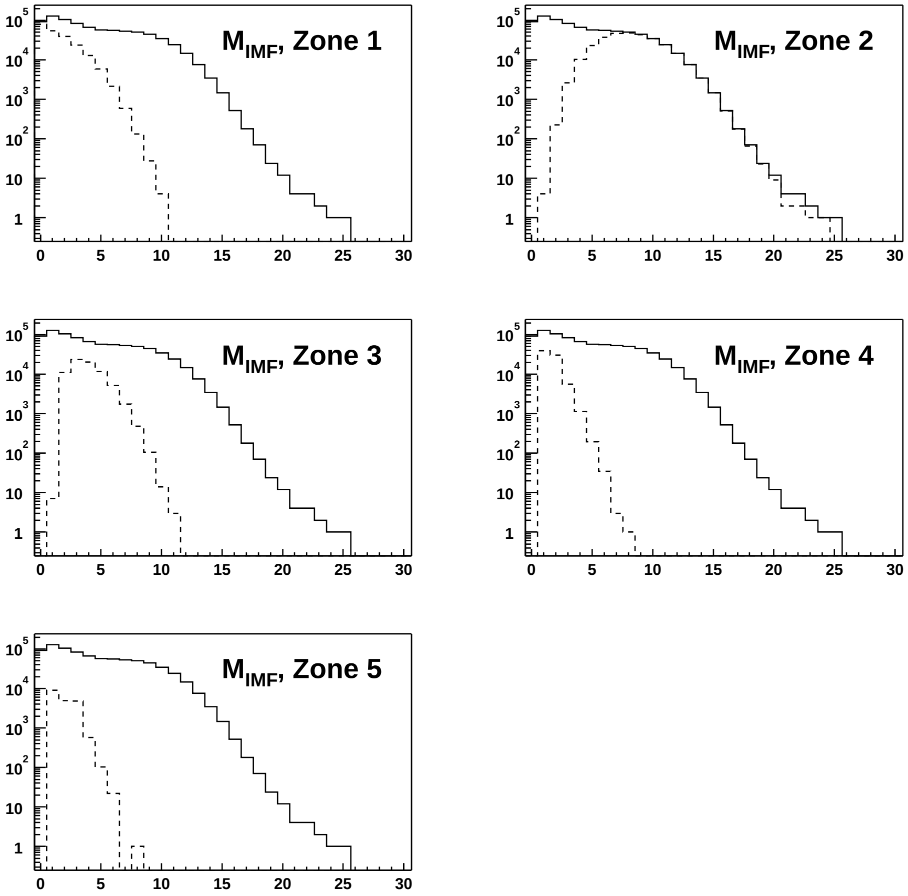


FIG. 4.9 – Evolution des distributions en multiplicité d'IMF en fonction du numéro de zone considérée (ligne en pointillée). La multiplicité totale d'IMF est représenté en trait continu.

- **Zone 2 :** En suivant la même démarche, nous constatons que cette région est "pointée" par l'axe de "dissipation". Ces événements sont caractérisés par une des multiplicités élevées (*Fig.* 4.8, 4.9) : la multiplicité moyenne de particules légères émises s'élève à 30., tandis que celle des fragments de masse intermédiaire est de l'ordre de 8.2. De plus, nous constatons à l'aide de la figure 4.10 que la charge et l'impulsion totale sont bien reconstruites. Il est important de noter que si nous avions basé notre analyse sur un critère en complétude, nous aurions imposé : $Z_{tot} \geq 75\%$ et $P_{tot} \geq 75\%$. Dans ce cas, les événements retenus seraient dans la zone 2. Cette remarque nous permet de mettre en évidence l'utilité d'une méthode d'analyse telle que l'ACP. En effet, grâce à elle, nous pouvons sélectionner des événements "complets" sans imposer artificiellement des coupures franches.

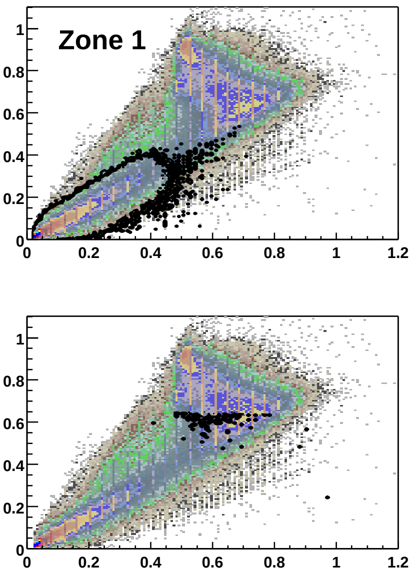


FIG. 4.10 – P_{tot}/P_{tot}^{init} versus Z_{tot}/Z_{tot}^{init} pour Au+Au à 60 MeV/A.

- **Zone 3 :** La figure 4.10 nous apporte des enseignements particulièrement intéressants. Nous nous apercevons que les événements de la zone 3 possèdent une impulsion totale équivalente à celle du projectile et la charge moyenne est approximativement égale à $Z_{tot}^{init}/2$. Il semble donc possible d'associer les événements issus de cette zone à des collisions périphériques. Dans ce cas, seul le quasi-projectile est détecté, en coïncidence avec quelques particules.

Nous venons de voir qu'il est réalisable, à l'aide de l'ACP, de classer les données d'Au+Au à 60 MeV/A suivant la nature des collisions (collision périphérique, centrale, etc..). Sans avoir eu besoin de réaliser des coupures nettes sur une observable, nous avons réussi à identifier les événements émanant de collisions dissipatives tout en ayant sélectionné des événements correctement reconstruits (événement "complet"). Dès lors, il semble clair que les données issues de la zone 2 peuvent être attribuées à un mécanisme de multifragmentation.

4.3.3 Affinement de la sélection à l'aide d'une seconde ACP

Afin d'accroître la qualité de notre sélection, nous devons appliquer une nouvelle analyse en composante principale. Toutefois, nous ne considérerons que les événements issus de la zone 2. Pour des raisons pratiques, nous avons décidé de conserver le même jeu d'observables. Nous reviendrons par la suite sur la validité de cette démarche.

La procédure que nous allons entreprendre est exactement la même que celle utilisée pour la première ACP. Dans un premier temps, nous déterminons la matrice de corrélation puis, après diagonalisation, nous en déduisons les valeurs et vecteurs propres associés au plan principal. L'unique différence porte sur la gamme d'événements concernés : seuls ceux provenant de la zone 2 de la première ACP sont sélectionnés.

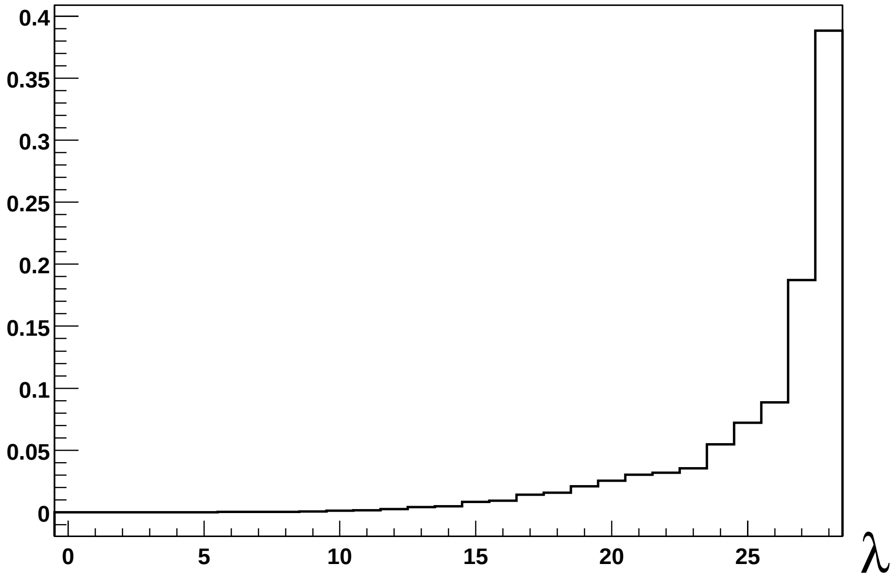


FIG. 4.11 – Spectre des valeurs obtenues pour le système Au+Au à 60 MeV/A, ACP 2.

La figure 4.11 représente le nouveau spectre en valeur propre obtenu. En limitant notre analyse à une projection dans un plan de l'espace de Hilbert, le moment expliqué maximum est égal à 57 %.

Notons qu'il est normal d'obtenir un pourcentage d'information inférieur à celui de la première ACP. En effet, plus les événements seront issus de processus divers, plus il sera aisé de les distinguer. L'analyse en composante principale n'en sera alors que plus performante, donnant lieu un accroissement du moment expliqué. Dans notre cas, les événements ont déjà été triés, ils sont donc plus difficilement discernables les uns des autres. Le pourcentage d'information s'en trouve donc affecté.

Les figures 4.12 et 4.13 représentent respectivement la projection des événements issus de la zone 2 (1^{ere} ACP) dans le plan principal $\mathcal{P}$ ' de la 2^{eme} ACP, et la projection

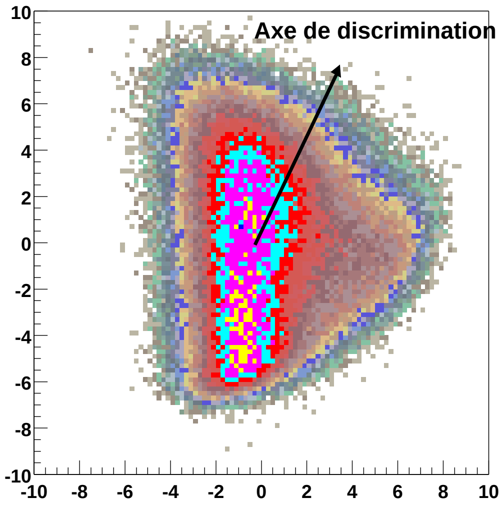


Fig. 4.12 – Projection des événements d'Au+Au à 60 MeV/A dans le plan principal ACP2.

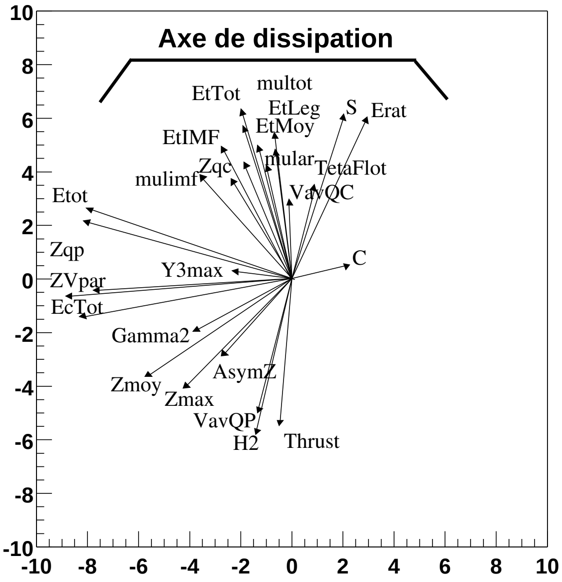


Fig. 4.13 – Projection dans le plan principal des 28 vecteurs de base (carte obtenue en considérant le système Au+Au à 60 MeV/A)

des vecteurs de base dans le plan $\mathcal{P}$ '. A la différence de la première analyse en composante principale, nous ne pouvons pas distinguer aisément des groupes d'événements. Toutefois, il est possible d'identifier sur la figure 4.13 un axe qui pourrait s'apparenter à l'apparition de mécanismes de réaction de plus en plus dissipatifs. Cet ensemble regroupe les observables suivantes : $E_\perp$, M, E_{rat}, etc.. . Si nous nous intéressons à la norme des vecteurs associés, nous constatons qu'ils ne sont pas tous équivalents. Ainsi, la longueur du vecteur E_{rat} est deux fois plus importante que celle correspondant à θ_{flot}. Supposons maintenant que nous réalisions des coupures orthogonalement à la direction de $\theta_{\mathbf{flot}}$ (ou $\mathbf{E_{rat}}$ puisque $\mathbf{E_{rat}}//\theta_{\mathbf{flow}}$). La figure 4.14 illustre ce découpage. Nous constatons que lorsque nous nous déplaçons de tranche en tranche, la valeur de E_{rat} et de θ_{flot} augmente progressivement. Cependant, du fait de la différence de norme de leur vecteur projeté, la valeur de θ_{flot} varie plus rapidement que celle de E_{rat}. En d'autres termes, nous sommes moins sensibles à l'évolution de θ_{flot} qu'à celle de E_{rat} lorsque nous changeons de zone.

A ce stade de notre analyse en composante principale, nous sommes confrontés à une nouvelle question : Comment réaliser une sélection (ou découpage) dans le plan $\mathcal{P}$ '?.

Ayant pour objectif de sélectionner les événements issus de processus de multifragmentation, et plus précisément ceux issus de la "brisure" d'un noyau composé (ou "source unique"), nous ne disposons que de la projection des vecteurs de base dans $\mathcal{P}$ ' (*Fig.*

4.13). Nous venons de constater qu'il est possible de distinguer un axe reflétant la violence de la réaction. Ce comportement s'accentuant au fur et à mesure que nous nous déplaçons le long de cet axe. Il est également important de garder à l'esprit que nous allons devoir appliquer l'ACP sur une large gamme en énergie. Ce dernier point implique plusieurs conséquences :

- Tout d'abord, nous devons disposer d'un critère général de sélection et valable aussi bien à 40 MeV/A qu'à 100 MeV/A, et cela même s'il semble tout à fait concevable d'imaginer la prédominance d'un mécanisme de réaction très différent.

- Ensuite, il est nécessaire de prendre en compte les méthodes de sélection des événements pour les collisions à haute énergie.

En nous basant sur des études de collisions à haute énergie incidente, la variable $\mathbf{E_{rat}}$ est fréquemment utilisée pour classer les événements. Soulignons que cette observable a été naturellement associée à l'axe de dissipation relevé précédemment. Dès lors, cet axe et plus précisément la projection du vecteur de base de E_{rat}, semble être l'élément le plus apte à répondre à notre question.

Afin d'être sensible à l'évolution de cette variable, nous devons définir des tranches orthogonales à la direction de $\mathbf{E_{rat}}$ dans $\mathcal{P}$ '. Pour étudier précisément cette évolution d'une zone à l'autre, sans que notre analyse soit biaisée par un manque de statistique, nous cumulons les zones les unes avec les autres. La figure 4.14 schématise le découpage employé.

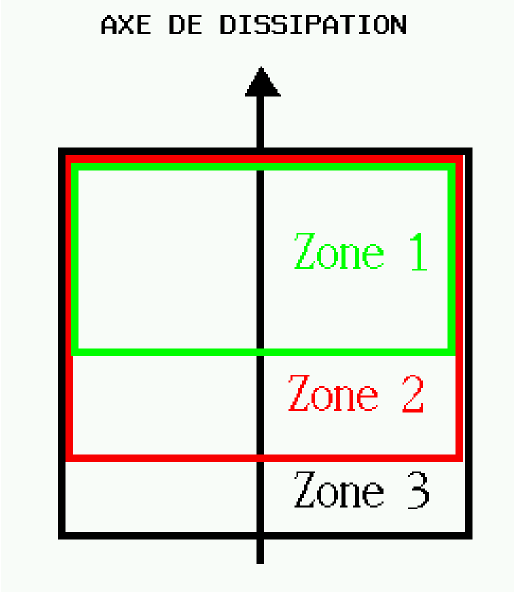


FIG. 4.14 – Découpage utilisé pour l'ACP2 : chaque tranche contient la zone précédente.

Tout comme nous l'avions fait pour la première ACP, intéressons-nous à l'évolution, tranche par tranche, des distributions suivantes : M_{IMF}, M_{LCP}, Z_{tot}, $<E_c>$ vs Z, θ_{flot}, v_z vs Z. La convention que nous avons adoptée pour la numérotation des zones est la suivante : Plus le numéro de tranche diminue, plus la valeur de E_{rat} augmente.

- $\mathbf{M_{IMF}}$ **et** $\mathbf{M_{LCP}}$
  Comme nous pouvons le constater au travers des figures 4.15, 4.16 et 4.17, au fur et à mesure que nous considérons une tranche élevée la multiplicité de particules légères, mais également d'IMF décroît. Relevons que cela reflète le fait que nous nous déplaçons selon la direction inverse du vecteur M_{lcp}, et M_{imf} (*Fig.* 4.13), projection des observables dans le plan principal ACP2.

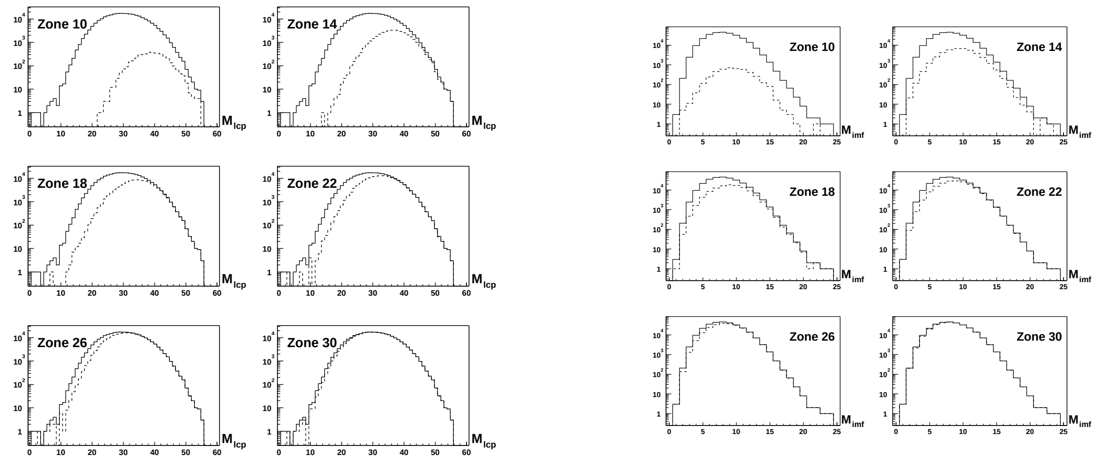


FIG. 4.15 – Distributions en multiplicité de LCP (gauche) et d'IMF (droite) pour les zones : 10, 14, ..., 30 (trait en pointille), superposé respectivement à la multiplicité de LCP et d'IMF totale (trait plein).

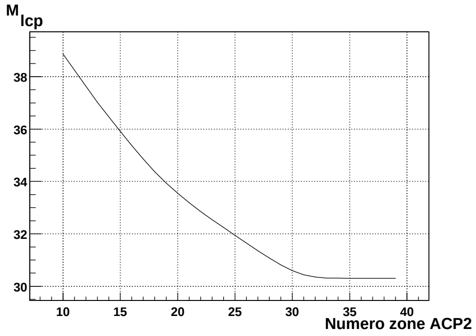


FIG. 4.16 – Multiplicité de particules légères en fonction du numéro de zone (ACP2), pour Au+Au à 60 MeV/A.

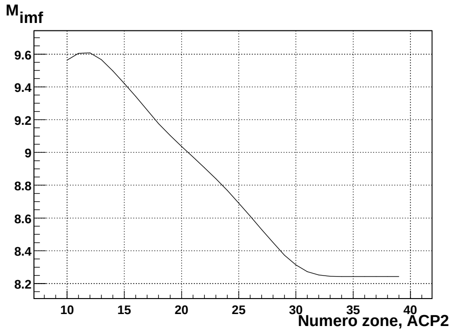


FIG. 4.17 – Multiplicité d'IMF en fonction du numéro de zone (ACP2), pour Au+Au à 60 MeV/A.

Ces observations nous laissent donc supposer que les événements qui répondraient à notre objectif, se placeraient au voisinage de zones ayant un indice faible.

- **Z en fonction de V_z :**
  Tranche par tranche, nous observons l'évolution de la charge en fonction de la vitesse d'un fragment (*Fig.* 4.18).

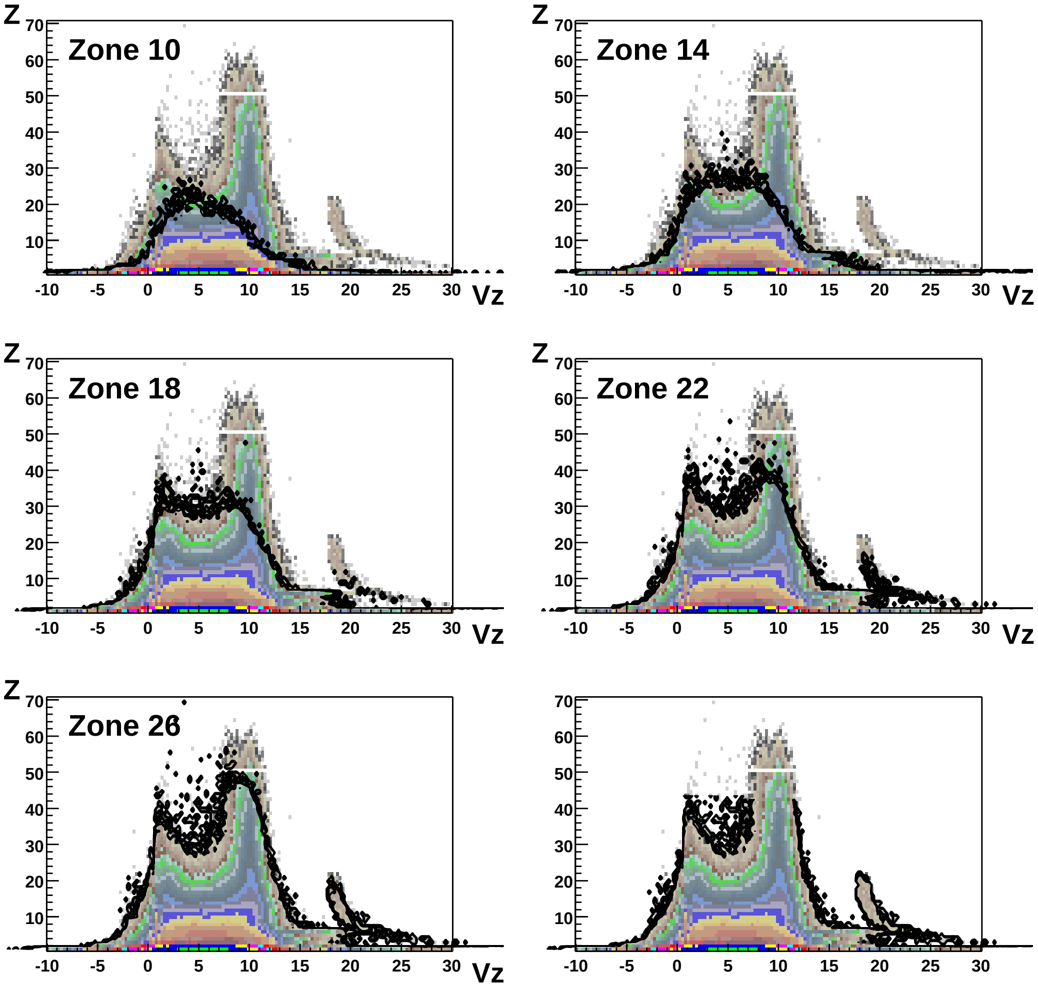


FIG. 4.18 – Charge des fragments détectés en fonction de la vitesse, suivant l'axe du faisceau, pour les zones ACP2 : 10, 14, 18, 22, 26 et 30 (Au+Au à 60 MeV/A). Sont indiqués en dégradé de gris la totalitée des événements sans sélection ACP2. Le contour en noir montre la localisation des événements de la zone ACP2 concernée.

Nous constatons que jusqu'à la zone ∼15, la région des fragments de masse intermédiaire se peuple de plus en plus. Au-delà de cette zone nous distinguons, de façon d'autant plus nette que nous considérons des tranches de plus en plus grandes, l'apparition de particules ayant une vitesse quasi nulle (dans le référentiel du laboratoire) et de charge proche de 40. Simultanément, des fragments ayant une vitesse proche de celle du faisceau et une charge voisine de celle de l'or (Au) apparaissent. L'efficacité d'*INDRA* ne permet pas de détecter l'ensemble des produits émis à l'arrière, il est ainsi peu probable de percevoir la quasi-cible, celle-ci possédant une énergie de recul très faible. En revanche, grâce à son énergie cinétique importante, le quasi-projectile peut être aisément identifié dans les couronnes avant du détecteur. C'est pour ces deux raisons que nous observons une asymétrie de la représentation sur v_z en fonction de Z, pour des numéros de tranches élevés. Une remarque importante s'impose au sujet l'évolution de cette représentation selon de la région considérée : plus nous nous éloignons de la zone 1, plus nous privilégions les collisions binaires. Ce point est en accord avec ce que nous laissait pressentir la distribution en charge totale.

- **L'angle de flot : $\theta_{\mathbf{flot}}$**
  Une évolution progressive de la distribution en θ_{flot} selon le numéro de tranche considéré est observée figure 4.19.

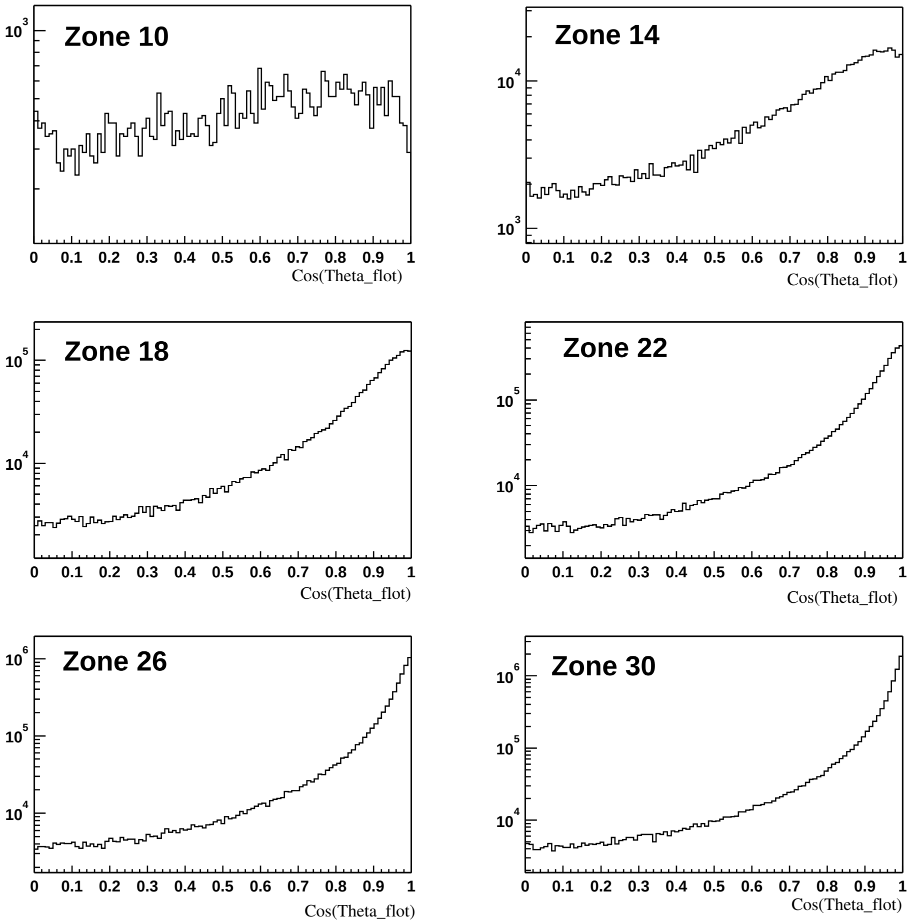


FIG. 4.19 – Distributions en angle de flot pour les zones : 10, 14, 18, 22, 26 et 30 (Au+Au à 60 MeV/A).

Au fur et à mesure que nous nous écartons de la première tranche, nous constatons une forte accumulation d'événements au voisinage de 1. Cet effet traduit une émission préférentielle à l'avant et à l'arrière dans le centre de masse du système. Ce comportement tend à conforter notre interprétation de l'émergence de mécanismes de réactions binaires, lesquelles apparaissent progressivement lorsque nous passons de la zone 1 à 40.

- **E_c en fonction de la charge Z :**
  Au regard de la figure 4.20, nous constatons une dépendance de $E_c(Z)$ en fonction de la zone ACP2 considérée. En comparaison avec l'évolution observée en θ_{flot}, nous notons une lente évolution du profil jusqu'à la tranche $\sim$ 18.

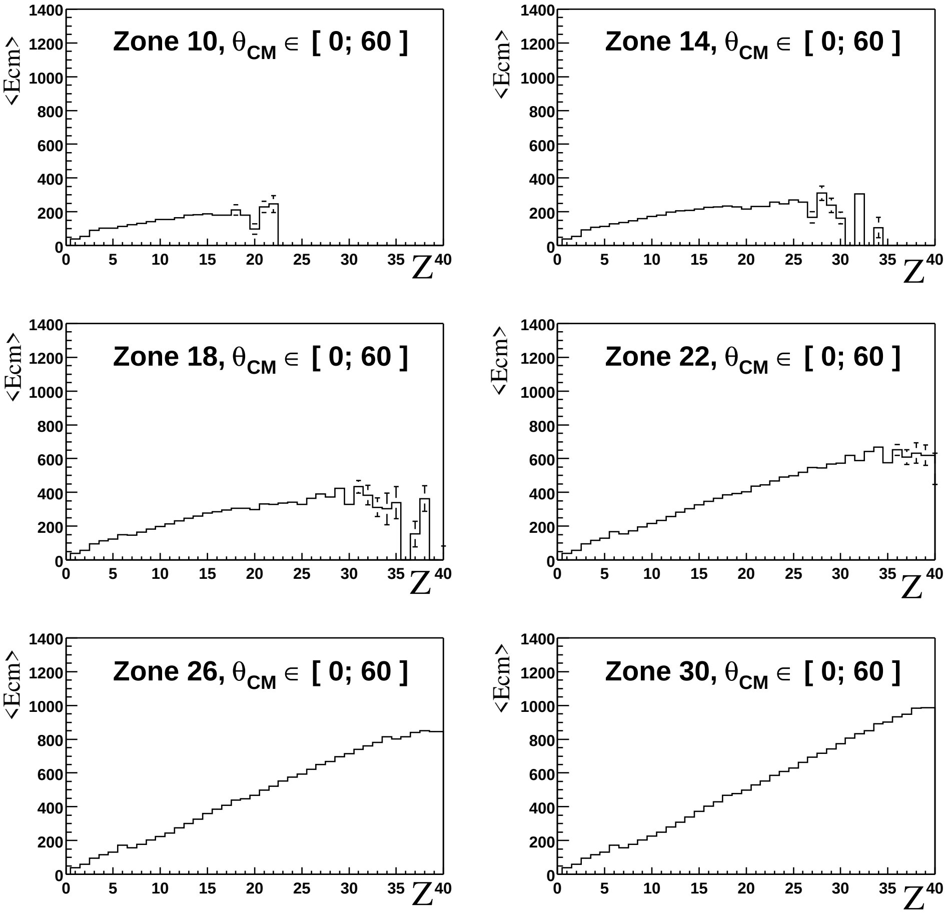


FIG. 4.20 – Energie cinétique moyenne en fonction de la charge, pour les zones : 10, 14, 18, 22, 26 et 30 et en ne considérant que les fragments émis entre 0 et 60^o (Au+Au à 60 MeV/A).

Si nous portons notre attention sur la figure 4.21, qui représente E_c versus Z entre 60^o et 120^o , nous avons la confirmation, une fois encore, de l'apparition progressive de mécanismes binaires (émission prédominante entre 0^o et 60^o , mais aussi entre

120^o et 180^o). Pour les événements émis entre 60^o et 120^o , nous constatons une très faible dépendance avec la zone ACP2 considérée.

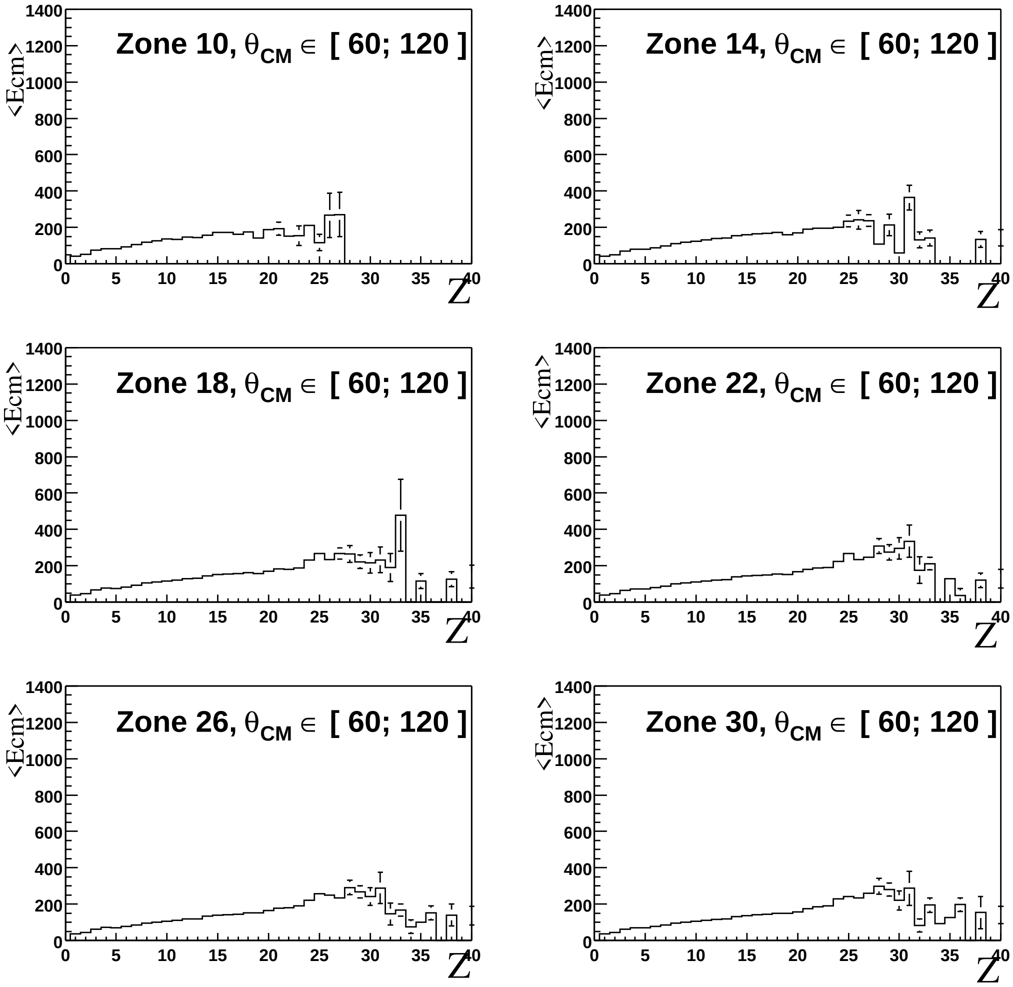


FIG. 4.21 – Energie cinétique moyenne en fonction de la charge en ne considérant que les fragments émis entre 60^o et 120^o (Au+Au à 60 MeV/A).

En nous basant sur l'étude des distributions en charge, en multiplicité, en vitesse et en θ_{flot}, nous avons pu observer l'évolution, zone par zone, de ces grandeurs. Cette analyse nous a permis de répondre en partie à notre objectif. Rappelons les deux principaux éléments de celui-ci : critère de sélection assez large pour être appliqué sur une grande gamme en énergie, nécessité de sélectionner des événements provenant d'une source unique.

A ce stade, le premier but que nous nous étions fixé à été atteint : l'axe de dissipation, et plus particulièrement E_{rat}, s'est révélé être une orientation discriminante. Concernant le second point, nous devons nuancer notre réponse. En effet, nous pouvons certes penser que les événements contenus jusqu'à la zone 15 présentent un comportement global correspondant aux caractéristiques d'une source unique : pas de quasi-cible ni de quasi-projectile, multiplicité d'IMF et de LCP élevée, ainsi qu'une charge totale proche de celle initiale. Mais cela ne serait exact que si nous omettions de considérer le comportement des distributions en θ_{flot}. Afin de mieux comprendre cette dernière remarque, nous devons nous souvenir de la technique usuellement employée pour sélectionner une source unique. Elle se divise en deux étapes : la première consiste à effectuer une sélection en événement complet, puis de restreindre cette sélection aux événements ayant un θ_{flot} compris dans une région d'émission isotrope. Supposons que la zone 30 représente l'évolution de θ_{flot} une fois réalisé le critère de complétude ; nous aurions alors choisi d'extraire les événements ayant $\theta_{flot} \geq 60^o$. Il apparaît clairement que, dans ce cas, nous ne sélectionnons que les événements provenant d'une source unique. Cependant, nous omettons de signaler que nous restreignons notre tri aux sources uniques "sphériques". Dès lors, le groupe d'événements retenus ne représente qu'un sous-ensemble. Il s'avère extrêmement délicat de trouver un critère permettant de fixer à partir de quel angle de flot cela n'est plus le cas. L'emploi d'une analyse multidimensionnelle, telle que ACP, ne nous permet pas d'identifier sans ambiguïté les événements générés par une source unique sphérique ou pas. Néanmoins, à la différence des méthodes de sélection utilisées à ce jour, l'analyse en composante principale sélectionne plus "naturellement" les événements que nous nommons "complets". Nous n'avons plus la contrainte de réaliser des coupures franches dans les distributions en charge et en impulsion totale. Il en résulte un accroissement du nombre d'événements retenus.

Afin de ne pas entacher le reste de notre analyse sur les sources uniques, et de ce fait les interprétations que nous pourrions en tirer, nous ne nous limiterons pas à une tranche donnée. Cette démarche peut également être interprétée comme une gamme d'erreur, ou d'incertitude, que nous nous accordons.

4.4 Comparaison entre ACP et la sélection en paramètre d'impact

Du fait de la diversité des mécanismes de réaction qui interviennent lors de collisions entre ions lourds, une sélection sur les événements s'imposait. Après avoir rappelé qu'il existait diverses techniques de sélection, nous avons opté pour une analyse multidimensionnelle : l'Analyse en Composante Principale. A partir de cette dernière, nous avons extrait des données de la 4ème campagne les événements issus de source unique.

Soulignons un objectif essentiel que nous cherchons à atteindre : l'indépendance des caractéristiques des données retenues vis-à-vis de la méthode de sélection employée. Pour cela, nous allons comparer les événements retenus par l'ACP avec ceux obtenus par une méthode d'extraction de concept complètement différent. Au vu des algorithmes de sélection exposés en première partie de ce chapitre, la sélection en paramètre d'impact se révèle être une bonne approche.

C'est pourquoi, nous allons dans un premier temps appliquer cette nouvelle sélection aux données de la 4ème campagne. Puis, nous comparerons les caractéristiques des événements retenus avec ceux de l'analyse en composante principale.

4.4.1 Application de la sélection en paramètre d'impact

Reportons nous au paragraphe 4.1.2 où nous présentons la sélection en paramètre d'impact. Nous avions vu que nous pouvons exprimer b en fonction d'une observable Φ dépendant de façon monotone de ce premier :

$$\frac{b}{b_{max}} = \sqrt{\frac{\int_{\Phi_0}^{\Phi_1} \frac{d\sigma}{d\Phi} d\Phi}{N_{evt}}} \tag{4.34}$$

L'emploi d'un estimateur de b à partir de Φ est fréquemment utilisé dans les études de collision entre ions lourds. Nombre de publications associent la variable Φ à la multiplicité, ou bien encore, à l'énergie transverse totale $E_{\perp}^{tot}$ pour les particules légères. En effet, plus le paramètre d'impact est faible, plus la réaction sera violente et donc dissipative. Les observables telles que $E_{\perp}^{tot}$ et M_{LCP}, étant étroitement corrélées au degré de dissipation de la collision, semblent correspondre aux critères définissant Φ.

En partant de ces considérations, nous avons choisi de prendre Φ équivalent à l'énergie transverse totale pour les particules légères :

$$\Phi = E_{\perp}^{tot} = \sum_{i=1}^{Mult} E_i.sin^2(\theta_i) \tag{4.35}$$

Il suffit de remplacer Φ par $E_{\perp}^{tot}$ dans la formule 4.34, pour obtenir la dépendance du paramètre d'impact en fonction de $E_{\perp}^{tot}$. La valeur de b_{max} s'obtient en considérant une interaction coulombienne entre le projectile et la cible (*Tab.* 4.3).

Energie [MeV/A]	b_{max} [fm]	σ_{max} [b]	$\sigma_{max}^{zone\ 7}$ [mb]	$\sigma_{max}^{zone\ 8}$ [mb]
40.	12.5	4.9	61	12
60.	12.9	5.2	72	13
80.	13.1	5.4	73	13
100.	13.3	5.6	74	14

TAB. 4.3 – Paramètre d'impact maximum en fonction de l'énergie incidente, pour la collision Au+Au.

Pour classer plus aisément les événements, nous définissons 8 tranches en paramètre d'impact : les zones 1 et 8 correspondent respectivement aux collisions périphériques et centrales (*Fig.* 4.22). A noter que la zone 8 correspond systématiquement à 5 % du paramètre d'impact maximum. Comme attendu, nous constatons que plus $E_\perp^{tot}$ augmente, plus le paramètre d'impact diminue. Dans un souci de cohérence, vis-à-vis du traitement des différentes réactions Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A, nous appliquons un facteur de normalisation sur la valeur de $E_\perp^{tot}$ [56, 57]. Cette démarche nous permet de représenter sur une même échelle la dépendance de b en fonction de $E_\perp^{tot}$, quelque soit la gamme en énergie étudiée.

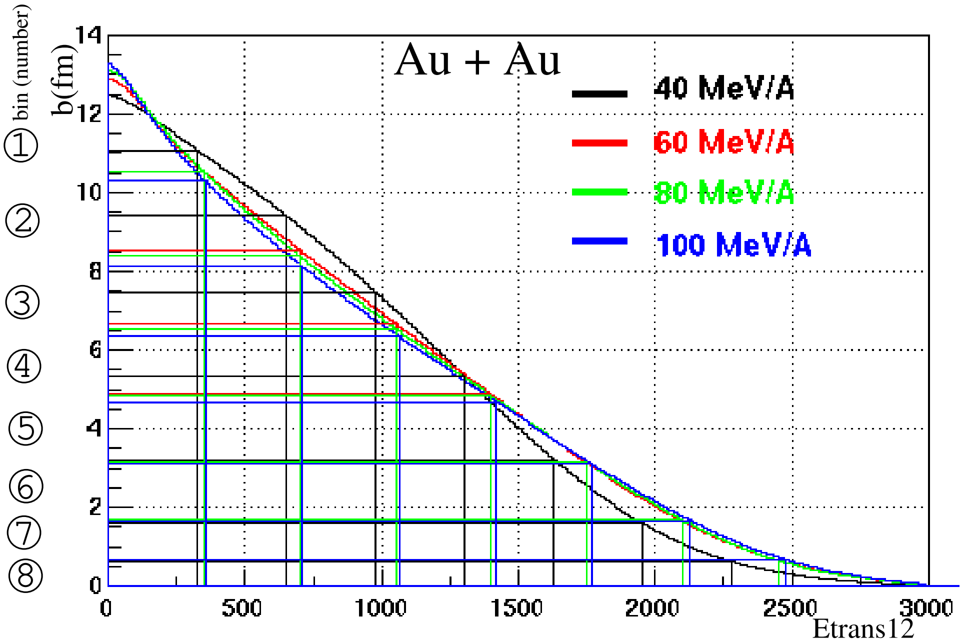


FIG. 4.22 – Estimation du paramètre d'impact pour Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

Il est à souligner que nous observons une superposition quasi-parfaite de b en fonction de $E_\perp^{tot}$ quelque soit l'énergie incidente considérée. Nous pouvons envisager la possibilité que l'observable $E_\perp$ soit un bon estimateur de b.

De même que lors de la 2^{eme} ACP, nous sommes confrontés au problème de sélection d'événements issus de source unique. Dans le cas présent, la difficulté est moindre puisque la probabilité de former une source unique est plus importante pour les collisions centrales que pour les collisions périphériques. Afin de comparer notre sélection à l'ACP, nous ne retiendrons que les événements compris dans les zones 7 à 8, ceci pour les mêmes raisons que celles énoncées pour l'ACP.

Le tableau 4.4 présente les sections efficaces expérimentales, pour Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A, en ne considérant que les zones 7 et 8. Nous constatons que nous sommes en accord avec les chiffres du tableau 4.5.

	$\sigma^{M\geq4}$ [b]	$\sigma^{M\geq4}_{zone\ 7}$ [mb]	$b_{zone\ 7}$ [fm]	$\sigma^{M\geq4}_{zone\ 8}$ [mb]	$b_{zone\ 8}$ [fm]
40	4.7	54	1.3	9	0.5
60	5.8	85	1.6	17	0.7
80	5.8	95	1.7	21	0.8
100	5.6	86	1.6	20	0.8

TAB. 4.4 – Section efficace expérimentale retenues par la sélection en paramètre d'impact zone 7 et 8 en considérant les collisions d'Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

4.4.2 Comparaison entre les événements retenus par l'ACP et la sélection en paramètre d'impact

Nous allons maintenant nous intéresser aux principales grandeurs physiques qui caractérisent un événement. Pour chacune d'entre elles, nous comparerons les données issues de l'ACP avec celles de la sélection en paramètre d'impact. Afin de pouvoir aisément confronter nos résultats à ceux de l'étude précédente, nous ne considérons que les événements d'Au+Au à 60 MeV/A. Dans un premier temps, nous nous limiterons à la comparaison des caractéristiques d'une tranche ACP2 (*Fig.* 4.23). Dans un second temps, nous élargirons notre étude à l'ensemble des zones ACP2.

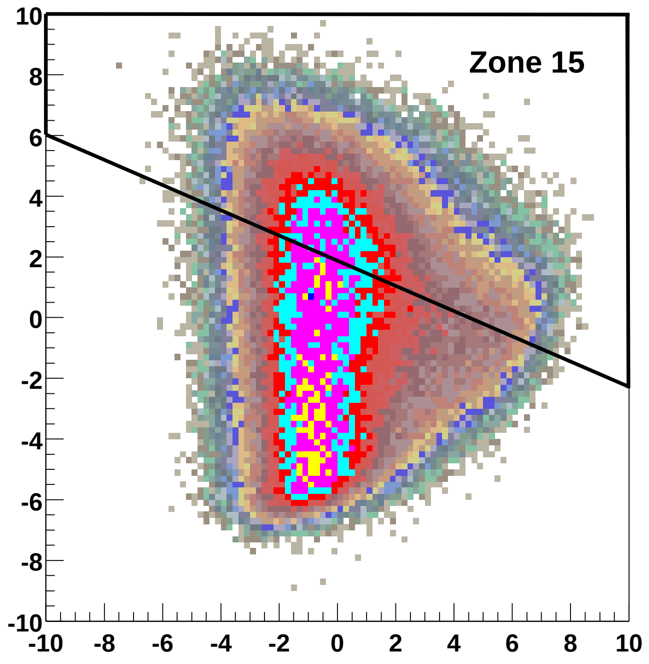


FIG. 4.23 – Projection des événements d'Au+Au à 60 MeV/A dans le plan principal ACP2. Superposées à cette représentation, nous avons indiqué les limites de la zone 15.

- **Distributions en charge des fragments pour Au+Au à 60 MeV/A : N(Z)**
  Comme nous l'indique la figure 4.24, il ne semble pas avoir de différence entre la distribution en charge obtenue par la sélection en ACP2 (zone 15) et celle en paramètre d'impact (zone 7 et 8). A noter que nous avons appliqué sur chacune de ces distributions un facteur de normalisation, afin de ne pas être gêné par la différence de statistique.

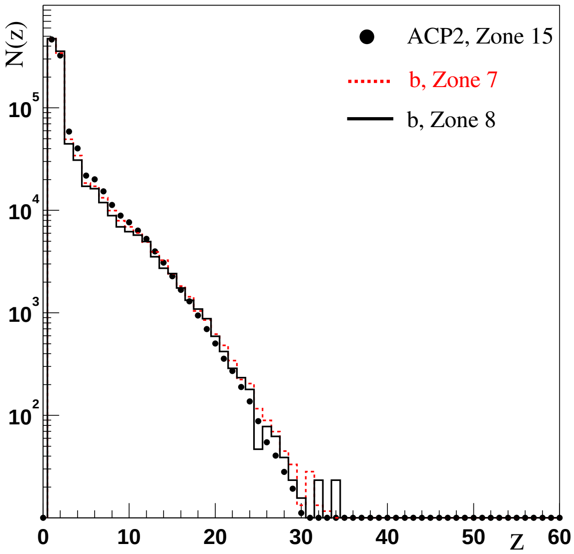
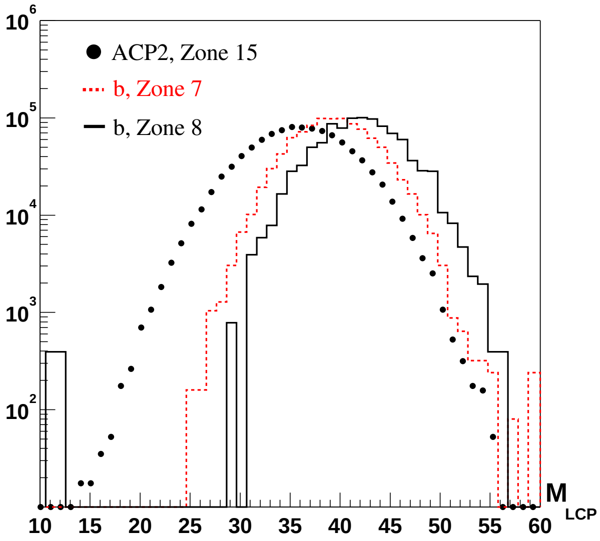


FIG. 4.24 – Comparaison de la distribution en charge obtenue avec l'ACP2, zone 15, et la sélection en paramètre d'impact (tranches 6, 7 et 8).

- **Multiplicité : $\mathbf{M_{LCP}}$ et $\mathbf{M_{IMF}}$**
  Si nous examinons les distributions en multiplicité, nous ne notons pas d'écart entre la sélection en paramètre d'impact (zone 7 et 8) et celle d'ACP (zone 15) pour les fragments de masse intermédiaire (*Fig.* 4.26). Toutefois, il en n'est plus de même pour les fragments légers (*Fig.* 4.25). En effet, la sélection en b favorise les multiplicités de LCP élevées. Il est important de noter que ce comportement reflète un biais engendré par la méthode de sélection en paramètre d'impact. De façon plus explicite, nous avons retenu les événements issus de la zone 7 et 8, ce qui implique ceux ayant une énergie transverse élevée. Sachant que les particules légères, en raison de leur faible masse, possèdent une telle caractéristique, nous favorisons implicitement la sélection d'événements ayant un grand nombre de LCP (Z=1 ou 2).

  La sélection en composante principale ne semble pas être affectée par cet effet. En réalité, cela résulte du fait que nous n'ayons pas eu à effectuer de coupure, pour l'ACP, sur une observable donnée (pour la sélection en paramètre d'impact, l'observable $E_\perp$ a été utilisée).



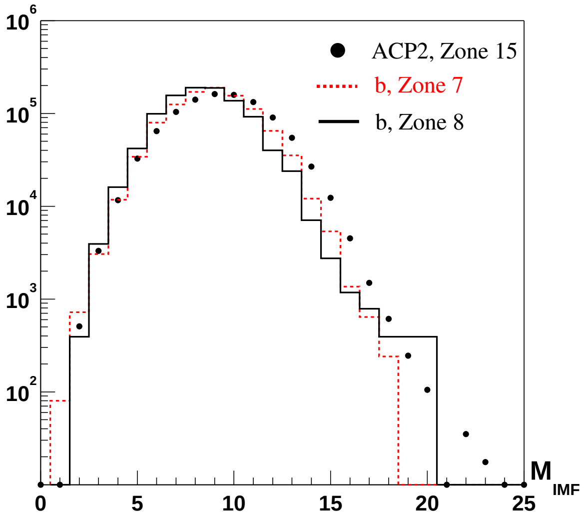


Fig. 4.25 – Distribution en multiplicité de particules légères obtenu avec la sélection en ACP (zone 15) et b (zones 7 et 8), pour Au+Au à 60 MeV/A.

Fig. 4.26 – Distribution en multiplicité d'IMF obtenu avec la sélection en ACP (zone 15) et b (zones 7 et 8), pour Au+Au à 60 MeV/A.

- **Ec versus Z :**
  Intéressons-nous maintenant à l'évolution de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (*Fig.* 4.27, 4.29, 4.28). Là encore nous constatons une bonne superposition entre les deux sélections. Observons toutefois qu'à partir de $Z \simeq 15$, la sélection en paramètre d'impact commence à montrer un désaccord avec l'ACP. Cet écart ne reflète qu'un biais statistique. En effet, si nous considérons la barre d'erreur associée à chaque point, nous constatons que la zone 7 s'étend plus loin et avec plus de précision que ne le montrent les événements de la zone 8. Cela ne nous surprend pas car nous savons que la zone 7 contient plus d'événements que la zone 8.
- **Distribution en énergie cinétique :**
  Nous venons de voir que la valeur moyenne de l'énergie cinétique restait inchangée, et cela que nous utilisions l'une ou l'autre des méthodes de sélection (ACP ou la sélection en paramètre d'impact). Afin de valider ce point, ne nous limitons plus à la valeur moyenne, mais prenons la distribution en E_c dans son intégralité. La figure 4.30 regroupe les résultats que nous obtenons lorsque nous considérons les spectres pour Z=3, 8, etc.. . Nous constatons que, quelle que soit la sélection employée, le profil en énergie cinétique est identique.

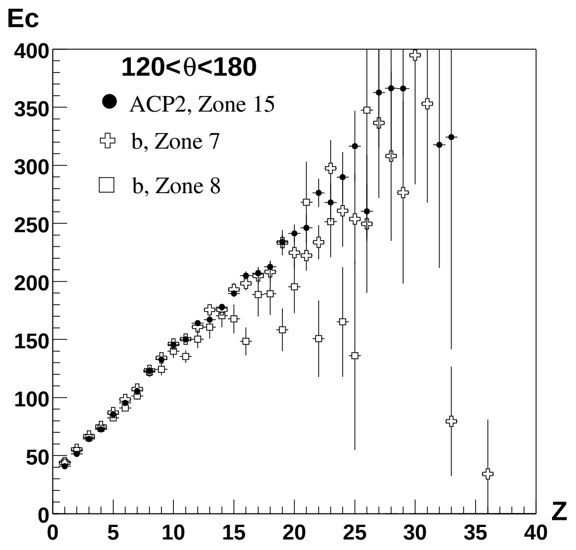


FIG. 4.27 – E_c versus Z pour Au+Au à 60 MeV/A (arrière)

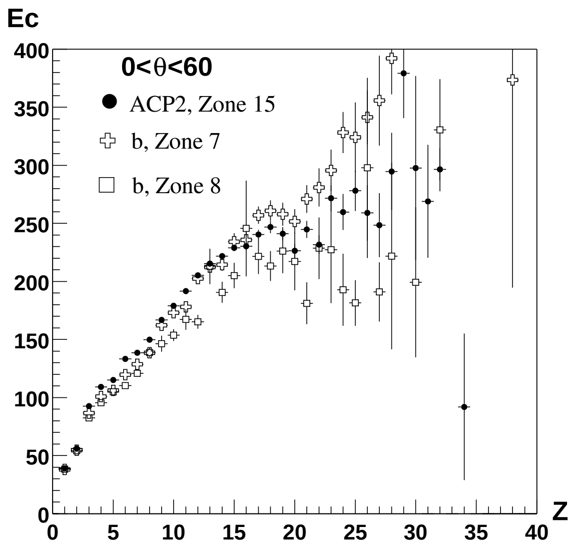


FIG. 4.28 – E_c versus Z pour Au+Au à 60 MeV/A (avant)

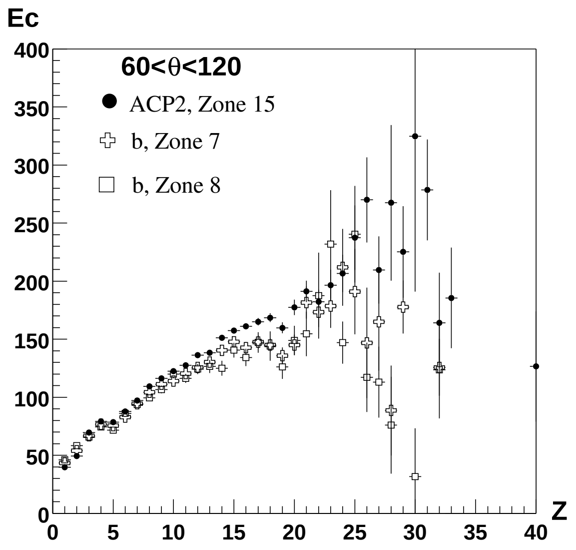


FIG. 4.29 – E_c versus Z pour Au+Au à 60 MeV/A (milieu)

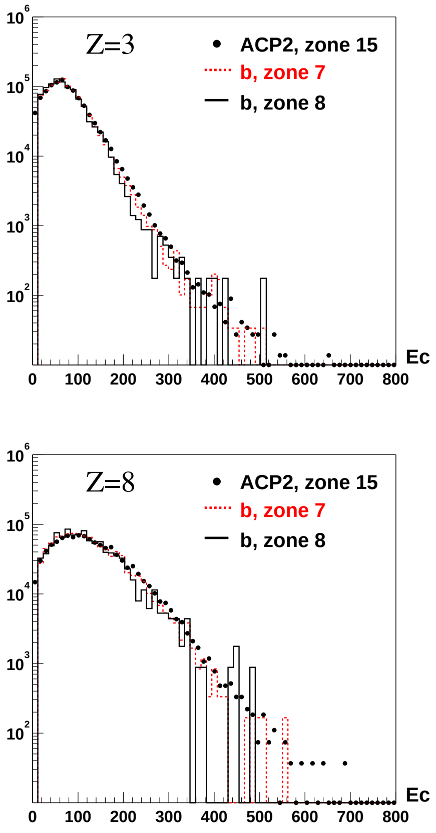


FIG. 4.30 – Distribution en énergie cinétique pour Z=3 et 8 obtenue à partir de l'ACP et de la sélection en paramètre d'impact (sans sélection angulaire).

Désormais, nous avons acquis la quasi-certitude que la sélection issue de l'analyse en composante principale présente les mêmes caractéristiques que celles de la sélection en paramètre d'impact. En conséquence, nous pouvons envisager que l'étude physique basée sur notre sélection des données ne sera pas dépendante de la méthode utilisée. La seule différence observée concerne le nombre d'événements retenus. Le tableau 4.5 illustre le pourcentage d'événements issus des deux méthodes de sélection.

	N_{tot}	$N^{M\geq 4}$	$\frac{N^{M\geq 4}}{N_{tot}}$	N_{select}	$\frac{N_{select}}{N^{M\geq 4}}$	$\frac{N_{select}}{N_{tot}}$
ACP : Zone 15	1.89692e+06	845368	44%	57127	7.6 %	3.0 %
b : Tranche 7	1.89692e+06	845368	44%	12499	1.5 %	0.6 %
b : Tranche 8	1.89692e+06	845368	44%	2549	0.30 %	0.1 %
b : Tranche 7 et 8	1.89692e+06	845368	44%	15048	1.7 %	0.7 %

TAB. 4.5 – Pourcentage d'événements retenus par la sélection en paramètre d'impact : 7 et 8, en comparaison avec ACP (Au+Au à 60 MeV/A).

Au vu de ces chiffres, l'analyse en composante principale apparaît clairement comme un outil de sélection performant. En effet, pour des caractéristiques physiques similaires, l'ACP retient 7.6 % des événements bien détectés [1] tandis que la sélection en paramètre d'impact n'est capable d'extraire que 1.7 %.

Afin de compléter notre étude comparative entre l'ACP et la sélection en paramètre d'impact, ne nous limitons plus exclusivement à la tranche 15 de l'ACP. Examinons l'influence des diverses zones ACP sur les caractéristiques physiques des événements. Comme précédemment, nous prendrons comme référence les zones 7 et 8 pour la sélection en paramètre d'impact.

- **Evolution des distributions de charge :**
  La figure 4.31 illustre l'évolution de la distribution en charge au fur à mesure que nous nous déplaçons de la zone 10 à la zone 30. Nous constatons progressivement une accumulation d'ions lourds lorsque nous considérons des tranches élevées. Ces résultats auraient pu être prévisibles au regard des projections des vecteurs de base dans le plan principal ACP2 (*Fig.* 4.13). En effet, si nous tenons compte du découpage que nous employons (*Fig.* 4.14), nous constatons, par exemple, que nous sommes sensibles aux observables suivantes : $\mathbf{Z_{max}}$, ou bien indirectement $\mathbf{M_{lcp}}$. Maintenant, intéressons-nous au sens de ces vecteurs : $\mathbf{Z_{max}}$ est dirigé de la zone 1 à 40, $\mathbf{M_{lcp}}$ est orienté dans le sens inverse. Par conséquent, si nous nous déplaçons de la tranche 1 vers 40, nous détecterons des fragments de plus en plus

---

[1] Fragments ayant un code d'identification correct et inclus dans un événement dont la multiplicité est supérieure à 4.

lourds mais la multiplicité de particules légères diminuera. Cette interprétation de la figure 4.13 est donc en parfait accord avec l'évolution de la distribution en charge avec la tranche en ACP2 considérée.

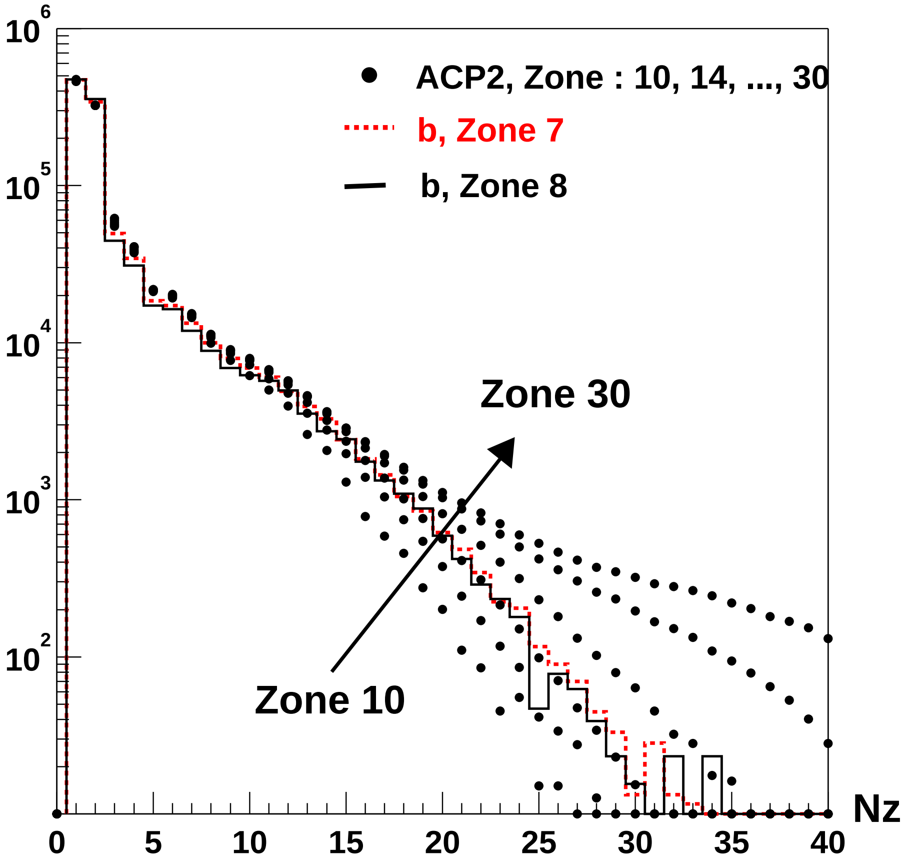


FIG. 4.31 – Dépendance des distributions en charge en fonction de la tranche ACP2 considérée. Sont également indiqués les résultats de la sélection en paramètre d'impact (tranches 7 et 8, Au+Au à 60 MeV/A).

- **Evolution de E_c en fonction de Z**

  Les figures 4.32, 4.33 et 4.34 représentent respectivement l'évolution de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge pour les zones en ACP 10, 15, 20, 25, 30, 35 et 40. Suivant la région angulaire considérée, nous observons différents comportements : Pour $120 \leq \theta \leq 180$ et $0 \leq \theta \leq 60$, $<E_c>$ diminue au fur et à mesure que le numéro de tranche croît alors que si nous considérons les fragments émis entre 60^o et 120^o , nous constatons un comportement inverse. Soulignons que nous obtenons une parfaite superposition entre les deux méthodes de sélection si nous considérons la zone 15 pour la sélection en ACP. Nous reviendrons par la suite sur l'origine de ces observations.

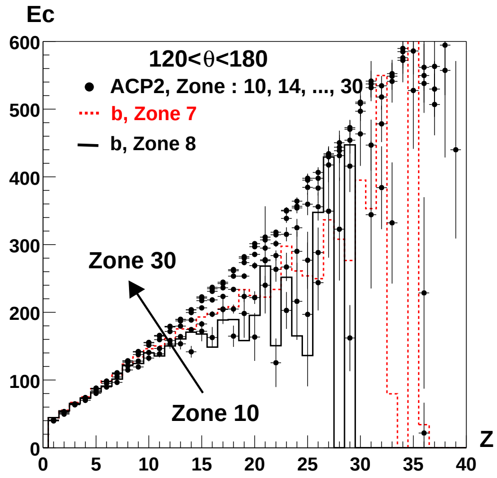


FIG. 4.32 – E_c versus Z pour Au+Au à 60 MeV/A (arriere)

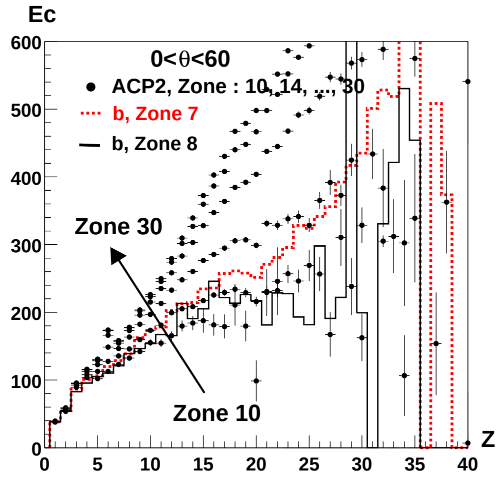


FIG. 4.33 – E_c versus Z pour Au+Au à 60 MeV/A (avant)

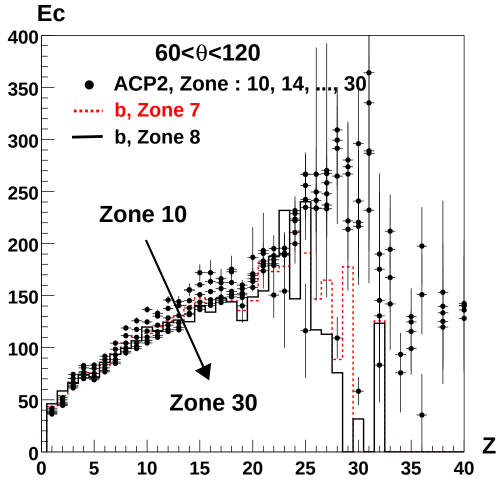


FIG. 4.34 – Dépendance du profil $E_c(Z)$ en fonction de la tranche ACP2 considérée. Sont également indiqués les résultats de la sélection en paramètre d'impact (tranches 7 et 8, Au+Au à 60 MeV/A).

- **Evolution de la distribution en angle de flot :**
  Afin de mieux comprendre le comportement observé précédemment, examinons l'évolution des distributions en θ_{flot}. Là encore, au regard de la figure 4.35, nous constatons une transformation du profil en angle de flot. Ce comportement reflète une accumulation d'événements à l'avant et à l'arrière dans le référentiel du centre de masse et sous-entend l'apparition progressive de collision de type binaire (mémoire de la voie d'entrée) ou bien d'une source déformée.

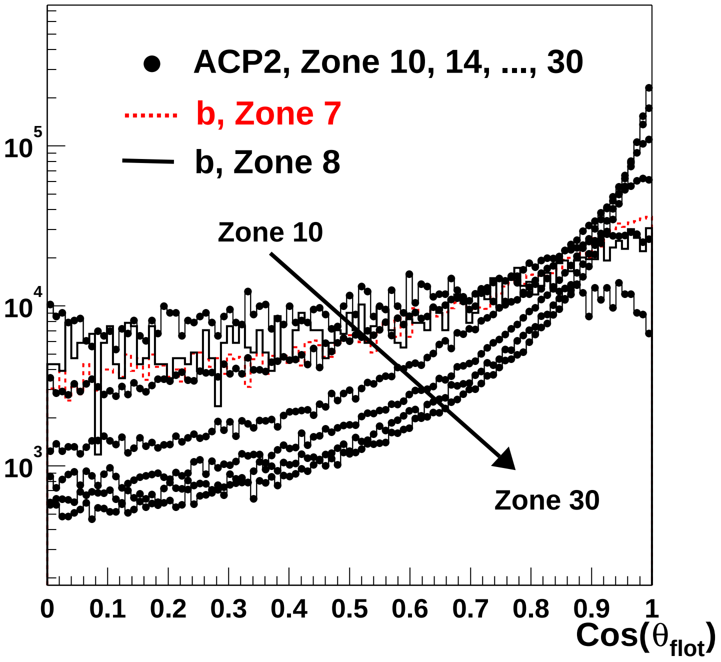


FIG. 4.35 – Dépendance de θ_{flot} en fonction de la tranche ACP2 considérée. Il est également indiqué les résultats de la sélection en paramètre d'impact (tranches 7 et 8, Au+Au à 60 MeV/A).

Revenons maintenant sur le très bon accord entre les deux distributions en θ_{flot} pour la zone 15 en ACP et la tranche 7 de la sélection en paramètre d'impact. Cet accord semble pouvoir être rapproché de notre observation précédente concernant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge. De ce fait, lorsque nous sommes capables de reproduire la distribution en angle de flot avec l'ACP, nous imposons implicitement le même profil en $<E_c>$ versus Z.

4.4.3 Conclusion : critiques générales sur l'analyse en composante principale

Nous allons, au cours de ce paragraphe, mettre en évidence les atouts et les inconvénients de l'ACP :

- Dans le cadre de l'étude des données d'Au+Au à 60 MeV/A, nous pouvons envisager qu'au delà de la zone 15 (ACP), les événements retenus ne correspondent plus à des collisions centrales. Nous avons observé que les caractéristiques des événements ayant un paramètre d'impact inférieur à ∼ 1.6 fm (c'est-à-dire les tranches

7 et 8 pour la sélection en paramètre d'impact) sont correctement reproduits par l'ACP, mais uniquement pour la zone 15. Cela ne signifie pas que les événements inclus dans des zones plus petites (inférieur à 15) ne nous intéressent pas. Au contraire, ces événements représentent une sous-classe des collisions centrales. Dès lors, l'analyse en composante principale nous donne la possibilité de les identifier plus aisément. Soulignons que nous ne pourrions pas y parvenir en utilisant la méthode de sélection en paramètre d'impact.

- Malgré la présence d'une évolution des caractéristiques physiques, par tranche en ACP considérée, il s'avère délicat de déterminer précisément une zone limite pour notre sélection, et cela même au sein d'un sous-ensemble de type “source unique”. En effet, si nous désirons ne considérer que les événements de source unique sphérique, nous devons sélectionner la zone ayant une distribution en angle de flot plate. A l'inverse, si nous ne souhaitons pas limiter notre étude à des sources uniques sphériques, nous ne sommes plus capables d'indiquer quel profil en angle de flot il faut rechercher. Toutefois, notre première conclusion nous fournit une zone limite à ne pas franchir.
- Notre dernière remarque porte sur l'un des atouts essentiels de l'analyse en composante principale : l'accroissement sensible du nombre d'événements retenus, en comparaison avec les méthodes usuelles de sélection (ex : Paramètre d'impact, sélection en angle de flot, etc..). Ce point n'est que la résultante de la levée de contraintes sur la charge et l'impulsion totale détectée qui était imposée par ces dernières (ex : critère de complétude). En d'autres termes, l'ACP sélectionne presque naturellement les événements répondant au critère de complétude, et ceci sans avoir à réaliser de coupure arbitraire sur une ou plusieurs observables (ex Z_{tot}).

Au vu des points précédents, et d'analyses similaires effectuées par C.O.Bacri [58], il apparaît que l'analyse en composante principale nous apporte de nombreux atouts pour la sélection des données. Du fait de sa description mathématique, elle répond à des attentes précises concernant notamment la sélection des événements complets. Toutefois, la reconstruction et l'extraction des événements issus d'une source unique se révèlent encore être des moins faciles. A ce jour, il ne serait pas réaliste d'affirmer que nous disposons d'un critère, d'une observable, nous permettant sans ambiguïté de définir précisément une source unique. Ce n'est qu'à ce stade qu'il sera envisageable de concevoir un outil de sélection discriminant. L'analyse en composante principale permet d'avancer vers cet objectif, mais se confronte aux mêmes questions et ambiguïtés que d'autres techniques de sélection. A savoir quelle observable reflétera le mieux une source unique ? ou encore, comment déterminer une région précise répondant à nos attentes (ex : ACP2 zone 1-15) ?

Chapitre 5

Analyse des données de multifragmentation

A ce jour, diverses approches théoriques visant à décrire les collisions entre ions lourds ont été développées. Bien qu'il semble que les premiers instants de ces collisions puissent être gouvernés par des processus dits “dynamiques”, nous sommes en droit de nous interroger sur la validité de cette approche sur une échelle en temps plus long. En effet, afin d'être capable de retrouver les observables accessibles expérimentalement, il s'avère nécessaire d'émettre des hypothèses physiques supplémentaires. Précisons quelque peu ce point : une approche basée sur une description dynamique suppose de considérer le système comme un ensemble de A nucléons en interaction. Sans même aller plus avant, nous sommes confrontés à deux questions : Quelle est l'expression de cette interaction ? comment définir des fragments ? Répondre sous-entend, dans le premier cas, d'être capable de déterminer la compressibilité de la matière nucléaire, question non résolue à ce jour. Concernant notre deuxième interrogation, plusieurs approches sont possibles : critères géométriques (ex : distance entre deux nucléons), critères énergétiques (ex : énergie de liaison, etc.). Nous pourrions penser qu'il est aisé de décrire l'évolution du système suivant une approche “dynamique”, il n'en est rien. Certes les équations du mouvement sont bien connues, ainsi que la description correcte du comportement du système au cours du temps, mais les résultats obtenus dépendent de façon significative des hypothèses envisagées.

Une autre approche est également envisageable. Son objectif est le même que précédemment à la différence que nous n'allons plus considérer le système comme un ensemble de A particules, mais l'observer de façon plus macroscopique. Cette étude se trouve donc dans le champ d'application d'une description thermodynamique. Il est fondamental de garder en mémoire que cela engendre l'incapacité de décrire le système au cours du temps. De plus, cela suppose que ce même système ait atteint un équilibre thermodynamique à un instant donné de son évolution. A noter que ce dernier point n'est pas évident, surtout que nous sommes amenés à considérer des collisions à haute énergie d'excitation.

Dans la cadre d'une approche en termes de Physique Statistique, deux modèles sont généralement employés : SMM et MMMC. Le premier, développé par Bondorf et al [19], considère un gaz parfait de fragments chauds. Le second fait appel à une méthode numérique "Metropolis Monte-Carlo" [21] et fut écrite par D.H.E.Gross et al.

Ces deux modèles calculent la désexcitation d'une source chaude en considérant comme paramètres d'entrée la charge et la masse totale (A_0 et Z_0), son énergie d'excitation ($E^{\star}_{tot}$) et un volume (dit de "freeze-out") décrit par sa densité (ρ_{fo}) et sa forme. L'application de ces modèles aux collisions d'ions lourds a montré qu'il était nécessaire d'introduire une énergie supplémentaire dite de flot (E_{flot}).

Nous allons présenter par la suite les bases théoriques ainsi que les hypothèses émises dans le cadre du modèle SMM. Puis, nous appliquerons cette description aux données d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A, afin d'extraire les paramètres d'entrée de ce modèle.

5.1 Description du Modèle de Multifragmentation Statistique : SMM

Bondorf, Botvina et al [19, 59], auteurs de SMM, supposent que le processus de multifragmentation peut être décomposé en trois étapes distinctes :

- **Formation d'un système excité de masse $\mathbf{A_0}$ et de charge $\mathbf{Z_0}$:**
  L'ensemble est contenu au sein d'un volume sphérique V_f, dit volume de "freeze-out", dans lequel les fragments déjà constitués n'interagissent entre eux que par la force de Coulomb. L'énergie totale du système est la somme de l'énergie du fondamental, E_{fond}, et de l'énergie d'excitation, $E^{\star}_0$: $E^{tot}_0 = E_{fond} + E^{\star}_0$.
- **Une phase d'expansion :**
  Celle-ci est gouvernée uniquement par la résolution des équations du mouvement, sans échange de masse ou d'énergie entre fragments.
- **La désexcitation des fragments** (supposée se faire à l'infini).

Soulignons qu'une approche thermodynamique ne permet pas de décrire les premiers instants de la collision, contrairement à une description dite "Dynamique". En revanche, il est plus facile de reconstruire les observables connues expérimentalement : taille des fragments, multiplicité d'IMF, multiplicité de particules légères, etc.. .

5.1.1 Approche théorique et présentation des hypothèses sous-jacentes

Supposons que le système étudié puisse être caractérisé par sa taille, sa charge et son énergie d'excitation totale : A_0, Z_0 et $E^\star$. Plaçons-nous ensuite à un instant t de la réaction, pour lequel les fragments sont déjà formés et n'interagissent entre eux que par la force de Coulomb. Ces fragments sont supposés sphériques et contenus dans un volume V_f, dit volume de “freeze-out”. Dès lors, statistiquement, il est possible de définir un ensemble de partitions : $f = \{N_{AZ}\}$, où N_{AZ} correspond au nombre de fragments de taille A et de charge Z (avec $1 \leq A \leq A_0$ et $0 \leq Z \leq Z_0$). A chaque partition est associé un ensemble de configurations $\mathcal{F}$:

$$\mathcal{F} : \{A_i, Z_i, \mathbf{p_i}, \epsilon_i, \mathbf{s_i}, \mathbf{r_i}; 1 \leq i \leq M\} \tag{5.1}$$

Où : M est la muliplicité de fragments.

lesquelles sont plus connues sous le nom d' “états microscopiques accessibles”.

Dans le cadre de notre problématique, nous sommes amenés à considérer un système de taille finie. Ce qui implique que les trois ensembles : microcanonique, canonique et grand-canonique, ne sont pas équivalents. Toutefois, SMM suppose que les prédictions issues de ces trois ensembles ne sont que très peu divergentes pour des énergies d'excitation excédant 3 MeV/A. Le choix de l'un de ces trois ensembles n'influe, principalement, que sur le poids statistique à appliquer pour chaque partition :

$$\mathcal{W}_f^{mic} = \frac{1}{\zeta}.\exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0),\ \zeta = \sum_{\{f\}} \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \tag{5.2}$$

$$\text{Avec : } S_f(E_0, V, A_0, Z_0) = -\left.\frac{\partial F_f}{\partial T}\right|_{V,\{N_{AZ}\}} \tag{5.3}$$

$$\mathcal{W}_f^{can} = \frac{1}{\beta}.\exp -\frac{F_f(T, V, A_0, Z_0)}{T},\ \beta = \sum_{\{f\}} -\frac{F_f(T, V, A_0, Z_0)}{T} \tag{5.4}$$

$$\mathcal{W}_f^{mac} = \frac{1}{\eta}.\exp -\frac{\Omega_f(T, V, \mu, \nu)}{T},\ \eta = \sum_{\{f\}} \exp -\frac{\Omega_f(T, V, \mu, \nu)}{T} \tag{5.5}$$

$$\text{Avec : } \Omega_f(T, V, \mu, \nu) = F_f(T, V) - \mu.A_f - \nu.Z_f \tag{5.6}$$

Nous constatons au regard des équations 5.3, 5.4 et 5.6 que, quelle que soit la description utilisée, il est nécessaire de déterminer l'énergie libre, F_f, de la partition. Pour ce faire, nous devons évaluer l'énergie libre de chacun des fragments, F_{AZ}, constituant cette même partition. Il est supposé que le système considéré est formé d'un ensemble de gouttes de matière nucléaire. Notons que cette hypothèse est uniquement appliquée aux noyaux ayant une masse supérieure à 4. Partant de ces considérations, et par analogie avec l'expression de Bethe-Weizsaecker, nous pouvons écrire que l'énergie libre d'un fragment de masse A et de charge Z est :

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{Vol} + F_{AZ}^{Surf} + F_{AZ}^{Sym} + F_{AZ}^{C} + F_{AZ}^{tr} \quad (5.7)$$

L'énergie libre d'un fragment s'exprime comme la somme des énergies libres de volume, de surface, de symétrie de surface, de Coulomb et de translation. Détaillons chacun de ces termes :

- **Energie libre de volume : $\mathbf{F_{AZ}^{Vol}}$**

Sachant que la densité des fragments est fixée à ρ_0, l'énergie libre de volume d'un fragment de taille A à $T = 0$ est égale à $-W_0.A$, où $W_0 \simeq 16$ MeV pour la matière infinie. La contribution thermique peut être obtenue en s'appuyant sur le modèle de Fermi utilisant la formule de Bethe-Weizsaecker :

$$F_{AZ}^{Vol} = -A.\Big(W_0 + \frac{T^2}{\epsilon_0}\Big) \quad (5.8)$$

Pour un gaz parfait de Fermi $\epsilon_0 = \frac{4}{\pi^2}.\epsilon_f$ avec ϵ_f représentant l'énergie de Fermi. Avec une densité de matière nucléaire normale, c'est-à-dire ayant une densité $\rho \simeq \rho_0$, nous obtenons : $\epsilon_0 \simeq 16$ MeV. Pour des noyaux faiblement excités, la valeur empirique de ϵ_0 est deux fois plus petite et dépend de la masse du système considéré. La dépendance en masse de ϵ_0 sera fixée par la relation suivante :

$$\epsilon_0(A) = \epsilon_0.\Big(1 + \frac{3}{A-1}\Big) \quad (5.9)$$

Le paramètre ϵ_0 est un paramètre libre représentant une fraction de l'énergie thermique totale transformée en énergie d'excitation interne des fragments. A titre indicatif, pour $\epsilon_0 = 0$, nous considérons que les fragments sont "froids". Il a été choisi, sous restriction d'un équilibre thermodynamique, $\epsilon_0 = 16$ MeV.

- **Energie libre de surface : $\mathbf{F_{AZ}^{Surf}}$**

L'énergie libre de surface est déterminée par la tension de surface $\sigma(T)$:

$$F_{AZ}^{Surf}(T) = 4\pi.R_{AZ}^2.\sigma(T) \equiv \beta(T).A^{\frac{2}{3}} \quad (5.10)$$

De nombreux calculs démontrent que la tension de surface diminue lorsque la température augmente, aboutissant ainsi à une température critique T_c ($T_c = 18$ MeV). A basse température, la tension de surface est proportionnelle au carré de la température. Pour des températures plus élevées, la tension de surface est déterminée par la transition de phase liquide-gaz dans la matière nucléaire. Pour $T = T_c$, il n'est plus possible de distinguer la phase liquide de celle gazeuse, dans ce cas $\sigma(T) = 0$. A partir de la référence [59], nous pouvons exprimer $\sigma(T)$ pour des températures se situant près de T_c. Il est alors possible, par extrapolation, d'obtenir une estimation satisfaisante de $\beta(T)$ pour des températures plus faibles :

$$\beta(T) = \beta_0.\left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2}\right)^{\frac{5}{4}} \tag{5.11}$$

Avec $\beta_0 \equiv \beta_0 \simeq 18$ MeV, lequel correspond au coefficient de surface dans la formule de Bethe-Weizsaecker.

- **Energie Coulombienne : $\mathbf{F_{AZ}^{C}}$**

La contribution coulombienne est calculée dans le cadre de l'approximation de Wigner-Seitz. Retenons que cette approximation est plus communément employée en théorie de la matière condensée. Dans le cadre de cette approximation, le système est divisé en clusters, centré à l'origine (dans le référentiel du centre de masse) et de rayon R_{AZ}^{C} :

$$\frac{R_{AZ}^{C}}{R_{AZ}} = (1+\kappa).\left(\frac{Z/A}{Z_0/A_0}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{5.12}$$

où R_{AZ} correspond au rayon du fragment de masse A et de charge Z. A noter que le paramètre k est libre, et fixe l'énergie coulombienne à appliquer dans le volume de "break-up". Dans ce modèle qui considère des fragments sphériques, k est pris égal à 2, et n'est pas modifiable par l'utilisateur. La contribution de l'énergie coulombienne d'un fragment de masse A et de charge Z s'écrit comme la différence de l'énergie coulombienne moyenne de deux sphères chargées de rayon R_{AZ} et R_{AZ}^{c} :

$$F_{AZ}^{C} = \frac{3}{5}.Z^2.e^2.\left(\frac{1}{R_{AZ}} - \frac{1}{R_{AZ}^{C}}\right) \tag{5.13}$$

Dans le cas d'un seul noyau composé, nous avons : $R_{AZ} = R_{AZ}^{c}$. Si tous les fragments sont bien séparés, nous obtenons : R_{AZ}, $R_{AZ}^{c} \to \infty$. L'équation 5.13 fournit une bonne estimation de la somme des énergies coulombiennes de tous les fragments pris individuellement.

- **Energie libre de translation des fragments : $\mathbf{F_{AZ}^{tr}}$**

Cette théorie suppose que l'énergie des fragments puisse être décrite suivant l'approche de Maxwell-Boltzmann. La principale divergence avec cette dernière est qu'elle ne considère plus un gaz parfait de particules indépendantes mais un gaz parfait d'amas chauds. Dès lors, l'expression de F_{AZ}^{tr} peut s'écrire sous la forme :

$$F_{AZ}^{tr} = -T.\ln\left(g_{AZ}.\frac{V_{libre}}{\lambda_T^3}.A^{\frac{3}{2}}\right) - \frac{T}{N_{AZ}}.\ln(N_{AZ}!) \tag{5.14}$$

La signification de la variable V_{libre} est importante. Il s'agit du volume libre (à différencier du volume réel de la partition) : lequel correspond au volume accessible aux fragments en mouvement sans qu'il y ait recouvrement entre eux. Du fait de la difficulté à estimer correctement V_{libre}, la paramétrisation suivante est utilisée :

$$V_{libre} = \chi.V_0 = \chi.\frac{A_0}{\rho_0} \tag{5.15}$$

avec :

$$\chi = \left(1 + \frac{d}{r_0.A_0^{\frac{1}{3}}}.(M^{\frac{1}{3}} - 1)\right)^3 - 1 \tag{5.16}$$

Où $V_0 = A_0/\rho_0$ est le volume du système à densité normale, à ne pas confondre avec le volume de "break-up" V_b, égal à : $V_b = (1 + \kappa).V_0$. La variable M, quant à elle, correspond à la multiplicité de fragments produits. Nous reviendrons par la suite sur la détermination de cette observable ($Eq.$5.20).

L'estimation de l'énergie libre d'un fragment de masse A et de charge Z, décrite précédemment, ne peut s'appliquer que pour $A \geq 4$. En effet, si nous considérons les fragments légers, il n'est pas exact d'employer l'approximation de Bethe-Weizsaecker. Pour le calcul de F_{AZ}, nous utiliserons les valeurs empiriques :

$$F_{AZ} = -B_{AZ} - \frac{3}{5}.\frac{Z^2.e^2}{R^C_{AZ}} \tag{5.17}$$

Notons qu'à la différence des p, n, ^2H, ^3H et ^3He, le noyau d'^4He possède des états excités (dans la région des 20 MeV/A). A cet effet, un terme en $-4.T^2\epsilon_0$ est ajouté à l'expression 5.17.

Connaissant maintenant F_{AZ}, il est possible de déterminer l'énergie libre totale d'une partition F_f. Nous pouvons donc l'exprimer de la façon suivante :

$$F_f(T,V) = T.\ln\left(\frac{V_{libre}}{\lambda_T^3}.A_0^{\frac{3}{2}}\right) + \sum_{A,Z} F_{AZ}(T,V).N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{5.18}$$

Le premier terme rectifie le calcul de l'énergie libre de translation F^{tr}_{AZ} si nous ne considérons qu'une partition composée d'un unique fragment de masse A_0 et de charge Z_0. Le dernier terme correspond à l'énergie coulombienne générée par une distribution uniforme de charge Z_0, contenue dans une sphère de volume V.

5.1.2 Propagation et désexcitation des fragments chauds

Dans le cadre de SMM, la phase de propagation des fragments est distincte de celle de désexcitation. Plus explicitement, il est impossible de simuler la désexcitation des fragments pendant leur évolution dans l'espace des positions.

- **Propagation des fragments :**

  Dans un premier temps, les fragments générés sont placés aléatoirement dans le volume de “freeze-out”, V_{fo}. Il en résulte des fluctuations de l'énergie totale, autour de E_0, violant la conservation de l'énergie. En effet, pour le calcul de F_{AZ}^C, l'interaction coulombienne entre les fragments n'est pas décrite de façon exacte (approximation de Wigner-Seitz) : le positionnement de ces derniers dans V_{fo} n'est pas pris en compte. Afin de résoudre ce problème, un facteur correctif est appliqué aux impulsions des fragments.

  Dans un deuxième temps, la trajectoire des fragments est obtenue par intégration des équations newtoniennes du mouvement. Après 500 fm/c, $\sim$ 80% de l'énergie coulombienne initiale a été transformée en énergie cinétique. Afin de ne pas accroître le temps de calcul et de respecter la conservation de l'énergie totale, un facteur d'échelle, λ, est appliqué sur les impulsions des fragments :

  $$\lambda^2 . \sum_{i=1}^{M} \frac{\mathbf{p_i^2}}{2.m_i} = E_f^{tr}(T_f) + U_f^C \qquad (5.19)$$

  Les impulsions résultantes sont considérées comme celles qui auraient été obtenues après un temps d'itération infini.

- **Désexcitation des fragments :**

  Suivant la masse des fragments, trois modes de désexcitation sont envisagés :
  - Si $A \leq 16$: La fragmentation secondaire
    La description se fera suivant le modèle de Fermi [59].
  - Si $A > 16$: L'évaporation
    Dans ce cas, l'évaporation de particules légères sera décrite à partir de la statistique de Weisskopf [60].
  - Si $A > 200$: La fission
    Cette voie de désexcitation fera appel à l'approche de Bohr-Wheeler [61].

5.1.3 Description de la simulation numérique

Nous avons présenté précédemment les bases conceptuelles de SMM. Ces considérations théoriques sont parfois difficilement applicables numériquement. C'est pourquoi, nous allons maintenant décrire comment ces hypothèses, et relations mathématiques ont été mises en oeuvre.

- **Détermination de la partition :**

  A partir des paramètres d'entrée :

  - Charge totale de la partition Z_0
  - Masse totale de la partition A_0

- Energie d'excitation totale $E^{\star}_{tot}$
- Energie de flot E_{flot}

la constitution de la partition se différencie suivant la valeur de la multiplicité <M>. Celle-ci, en toute rigueur, devrait être fixée à partir de la distribution en taille des fragments. Toutefois, nous avons vu que pour obtenir N_{AZ}, nous nous étions basés sur la connaissance de <M>. Afin de résoudre ce paradoxe, une estimation de la multiplicité en fonction de l'énergie d'excitation du système, $\epsilon^{\star}$, est réalisée. Dans le cadre de cette approche, <M> est déterminé comme suit :

$$< M >= 1 + 2.31.A_0 \frac{\epsilon^{\star} - \epsilon^{\star}_{c}}{100}, \text{ Ou } \epsilon^{\star}_{\mathrm{c}} \simeq 3.5 \text{ MeV/A.} \tag{5.20}$$

Pour les multiplicités et les masses (A_0) élevées, les partitions sont obtenues par un tirage Monte-Carlo (*Eq.*5.5). La température, T, sera extraite de la conservation de l'énergie dans l'ensemble canonique. Toutefois, les potentiels chimiques μ, ν seront définis à partir des lois grand-canoniques et par conservation de la masse et de la charge :

$$\left\{ \begin{array}{l} < A_f >= A_0 \\ < Z_f >= Z_0 \end{array} \right.$$

Le nombre moyen de fragments de masse A et de charge Z est obtenu en considérant l'ensemble grand-canonique, soit :

$$< N_{AZ} >= g_{AZ}.\frac{V_{libre}}{\lambda_T^3}.A^{\frac{3}{2}}.\exp\left[-\frac{1}{T}.(F_f - \mu.A - \nu.Z)\right] \tag{5.21}$$

Seront ensuite produits M fragments ayant chacun une masse et une charge vérifiant les équations de $< N_A >$ et de $N_A(Z)$:

$$\begin{aligned} < N_A > &= \frac{V_{libre}}{\lambda_T^3}.A^{\frac{3}{2}}.\exp\Big\{ -\frac{1}{T}.\Big[\Big(-W_0 - \frac{T^2}{\epsilon}\Big).A + \gamma.\Big(1 - 2.\frac{< Z_A >}{A}\Big)^2.A \\ &+ \beta(T).A^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{5}.\frac{e^2}{r_0}[1 + (1+\kappa)^{-\frac{1}{3}}].A^{-\frac{1}{3}} \\ &- \mu.A - \nu. < Z_A > \Big]\Big\} \qquad (5.22) \\ \text{et } &: \qquad (5.23) \\ N_A(Z) &\simeq \exp\Big[-\frac{(Z- < Z_A >)}{2.(\sigma_Z^A)^2}\Big] \end{aligned}$$

Remarquons que les multiplicités M respectent effectivement la formule 5.20 pour la valeur moyenne de M.

- **Détermination des énergies et des impulsions des fragments :**
  Pour un fragment donné, l'énergie d'excitation d'un fragment de masse et de charge, A et Z, est obtenue en retranchant à l'énergie interne du fragment, E_{AZ}, l'énergie de son état fondamental. Nous pouvons donc écrire :

$$E^{\star}_{AZ}(T_f) = E_{AZ}(T_f) - E_{AZ}(0) = \frac{T_f^2}{\epsilon_0}.A + \Big(\beta(T_f) - T_f.\frac{d\beta(T_f)}{dT_f} - \beta_0\Big).A^{\frac{2}{3}} \quad (5.24)$$

  L'impulsion d'un fragment est quant à elle régie par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Ceci ne peut nous surprendre car nous avons vu précédemment que nous considérions le système comme un gaz parfait d'amas :

$$\frac{dN_{AZ}}{dE} \sim \sqrt{E}.\exp(-\frac{E}{T_f}) \quad (5.25)$$

  A noter que s'ajoute à l'énergie thermique la contribution du mouvement de flot. Ce dernier est supposé radial et proportionnel à la distance séparant le centre masse du système du fragment considéré.

$$\mathbf{v}_{flot}(r) = \frac{\mathbf{r}}{R}.v_0 \quad (5.26)$$

- **Remarque importante sur les densités :**
  Comme le montrent les équations 5.3 à 5.5, la densité est un des paramètres importants pour la détermination des partitions. Dans SMM, cette densité intervient à deux niveaux : tout d'abord à travers l'énergie coulombienne, paramètre κ, puis à travers l'énergie libre de translation, paramètre χ. Le premier de ces paramètres est choisi de manière "arbitraire" à 2, le second résulte des équations 5.16 et 5.20, il est déterminé de manière empirique. Notons que contrairement à ce que nous pourrions penser, χ n'est pas lié, dans SMM, à la densité de "freeze-out" (ρ_{fo}).

5.2 Comparaison des données d'Au+Au avec SMM

Comme nous venons de le constater, décrire de façon thermodynamique les collisions entre ions lourds n'est envisageable qu'en respectant certaines contraintes physiques. L'une d'entre elles concerne la nécessite d'avoir un équilibre statistique à un instant donné de l'évolution du système. Intuitivement, nous pensons que plus l'énergie de la collision est élevée, plus la probabilité d'obtenir un équilibre statistique est faible. En appliquant ce raisonnement aux données d'Au+Au, nous imaginons qu'une collision à 40 MeV/A pourrait être correctement décrite par SMM, mais l'accord physique serait peu probable à 100 MeV/A.

Toutefois des études relatives aux données de la $1^{ère}$ campagne d'*INDRA*, considérant la réaction Xe+Sn de 25 à 50 MeV/A (pour les collisions centrales), ont montré un accord satisfaisant avec une approche type SMM, et ceci sur toute la gamme en énergie considérée [24]. En revanche, il s'est avéré très difficile de reproduire les observables liées aux particules légères (proton, alpha, deuton, etc..). De plus, dans la plupart des cas, les profils en énergie cinétique des fragments ne sont pas correctement reproduits, seule la valeur moyenne est reconstruite.

Avant d'aborder la comparaison des données d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A avec une approche statistique (SMM), nous allons présenter la méthode employée pour estimer la masse et la charge totale de la source, au volume de "freeze-out". Ensuite, nous verrons comment déterminer la contribution de l'énergie thermique vis-à-vis de l'énergie de flot et ceci en fonction de l'énergie incidente.

Pour toutes les comparaisons que nous serons amenées à présenter, les résultats des modèles théoriques seront "filtrés" par le simulateur informatique INDRA dont l'objectif est de reproduire la réponse du détecteur, ainsi que la méthode d'identification en charge des fragments [76, 77].

5.2.1 Estimation de la taille de source pour la configuration de "freeze-out"

L'utilisation de SMM nécessite de définir quatre observables :

- La masse totale à considérer au volume de "freeze-out" : A_0
- La charge totale à considérer au volume de "freeze-out" : Z_0
- L'énergie d'excitation totale du système : E_0 (où :$E_0 = E_{therm} + E_{flot}$)
- L'énergie d'expansion ou collective : E_{flot}

Dans cette partie, nous ne chercherons qu'à fixer le couple (A_0, Z_0). Sachant que nous allons considérer la collision : ${}^{197}_{79}$Au+${}^{197}_{79}$Au, la masse et la charge totale ne peuvent excéder respectivement 394 et 158. Nous avons vu qu'une approche statistique n'est capable de rendre compte de l'évolution du système qu'à partir de l'équilibre thermodynamique. Ainsi les processus physiques se déroulant au cours des premiers instants de la collision restent inaccessibles. Ceci sous-entend que tous mécanismes de désexcitation, tel que l'émission de particules légères de prééquilibre, ne peuvent pas être décrits par SMM. Il s'ensuit que nous ignorons la fraction de matière emportée par ce prééquilibre. Il s'avère donc délicat d'estimer correctement la masse du système au volume de "freeze-out".

Ne disposant pas de modèle théorique nous renseignant de façon fiable sur A_0 et Z_0 pour $V = V_{fo}$, nous devons employer des observables physiques qui refléteront la taille du système. Ce faisant, il est important de veiller à ce que ces observables ne soient pas sensibles aux émissions de particules, ou fragments, avant l'équilibre thermodynamique.

Aussi, considérons les 6 variables suivantes :

- $\mathbf{Z_{tot}^{Z\geq 5}}$: Charge totale détectée en ne considérant que les fragments tels que $Z \geq 5$.
- $\mathbf{Z_{tot}^{Z\geq 3}}$: Charge totale détectée en ne considérant que les fragments avec $Z \geq 3$.
- $\mathbf{M^{Z\geq 5}}$: Multiplicité des fragments tels que $Z \geq 5$.
- $\mathbf{Z_{Max1}}$: Charge du 1^{er} plus gros fragment détecté.
- $\mathbf{Z_{Max2}}$: Charge du $2^{ème}$ plus gros fragment détecté.
- $\mathbf{Z_{Max3}}$: Charge du $3^{ère}$ plus gros fragment détecté.

Afin de minimiser la contribution du prééquilibre, mais aussi l'erreur sur les observables employées, nous ne prenons en compte que les fragments de masse intermédiaire : $Z \geq 3$ et/ou $Z \geq 5$, tout en restreignant notre étude aux fragments ayant été émis entre 0^o et 90^o .

N'oublions pas que nous ne considérons ici que les événements issus d'une source unique. Ceci implique d'avoir préalablement effectué une sélection en paramètre d'impact ou bien en ACP. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre précédent, les observables : $Z_{tot}^{Z\geq 5}$, $M^{Z\geq 5}$, Z_{Max1}, etc.. ne sont pas modifiées et ceci quelque soit la méthode de sélection employée. Nous n'utiliserons donc, pour cette partie, que la sélection en paramètre d'impact, zones 7 et 8. En effet, comme nous ne souhaitions pas restreindre les caractéristiques physiques des événements issus d'une source unique, nous n'avons pas limité notre analyse à une seule zone.

L'obtention de la masse et la charge, $(A_0,\ Z_0)$, ne semble pas à priori une chose facile. En effet, si nous nous interrogeons sur la dépendance que peuvent avoir ces variables avec les autres paramètres libres de SMM : E_{therm} et E_{flot}, nous prenons conscience de la corrélation évidente de A_0 et Z_0 avec l'énergie thermique du système. En d'autres termes, si nous considérons une des 6 observables que nous avons choisie comme "indicateur" de la taille de la partition, par exemple $Z_{tot}^{Z\geq 5}$, il est possible d'aboutir à une même valeur de $Z_{tot}^{Z\geq 5}$ en considérant deux énergies thermiques distinctes ayant des valeurs de A_0, Z_0 différentes. Par d'exemple, une taille de source importante ayant une énergie thermique élevée peut fournir un $Z_{tot}^{Z\geq 5}$ équivalent à une source et une énergie thermique plus faible que la précédente.

Lorsque nous nous intéressons à la dépendance de $(A_0,\ Z_0)$ avec l'énergie collective, nous devons nous souvenir que l'énergie de flot n'intervenait pas dans le calcul de F_{AZ}, et ne jouait pas sur le choix de la partition. L'énergie collective n'a pour effet que d'accroître ou de diminuer l'énergie cinétique des fragments, et ceci en fonction de leurs positions dans le volume de "freeze-out". De plus, en raison du découplage dans SMM du processus de désexcitation et de la phase d'expansion, le choix de E_{flot} ne peut pas avoir d'incidence sur des observables telles que Z_{tot}, M_{IMF}, Z_{Max}, etc.. c'est-à-dire reflétant la taille du système et/ou des fragments.

Dès lors, il est clair qu'une analyse récurrente est à entreprendre. Nous sous-entendons par le terme "récurrent", la corrélation implicite de E_{therm} avec (A_0, Z_0). Pour ce faire, nous appliquons la procédure itérative suivante :

- Estimation de l'énergie thermique (dans SMM) à partir de la distribution en taille expérimentale : Cela signifie que nous avons préalablement fixé, arbitrairement, une taille de source. Soit E_{therm}^{ref}, l'énergie thermique reproduisant N_{AZ}.
- Pour $E_{therm} = E_{therm}^{ref}$, nous réalisons un échantillonnage en charge de source :
- Comparaison des 6 observables, reflétant la taille de la source, obtenu par SMM avec celles déterminées expérimentalement.
- Prise en compte de la nouvelle taille du système et ajustement de l'énergie thermique E_{therm}^{ref}

Cette démarche sera réitérée jusqu'à obtention d'un triplet (E_{therm}, A_0, Z_0) satisfaisant.

Appliquons maintenant cette méthode aux données d'Au+Au à 100 MeV/A. Soulignons, dès à présent, que nous présenterons dans une seconde partie les résultats obtenus pour Au+Au à 40, 60, et 80 MeV/A.

Reprenons maintenant, point par point, ces différentes étapes et analysons les résultats obtenus.

Pour cette première approche du triplet (E_{therm}, A_0, Z_0), nous estimons que la contribution du prééquilibre représente 10 % de la taille du système initial. Partant de cette hypothèse, nous obtenons une bonne reproduction de la distribution en charge expérimentale en considérant une énergie thermique de 10 MeV/A (*Fig.* 5.1).

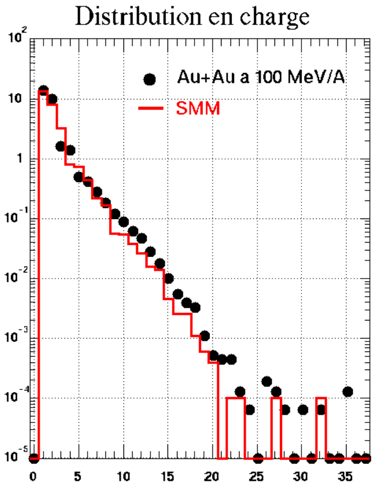


FIG. 5.1 – Exemple de distribution en charge ($0^o \leq \theta_{cm} \leq 90^o$) : Comparaison entre SMM (histogramme) et Au+Au à 100 MeV/A (points noirs). Les paramètres en entrée de SMM sont les suivants : $A_0 = 355$, $Z_0 = 142$, $E_{therm} = 10$ MeV/A

Toutefois, si nous regardons plus attentivement cette distribution en charge, nous observons pour $Z = 3, 4$ un net désaccord avec l'expérience, et ceci malgré une bonne reproduction globale. Il en résulte que SMM se révèle incapable de rendre compte correctement du nombre d'IMF légers ($Z = 3, 4$). C'est pourquoi, il n'est pas envisageable de tenir compte d'observables calculées à partir de fragments ayant une charge inférieure à 5. Nous limiterons ainsi notre analyse aux observables n'utilisant pas ce type de particules.

Intéressons-nous maintenant à l'évolution des observables (ayant $Z \geq 5$) reflétant la taille du système en fonction de la charge au "freeze-out". Pour ce faire, nous réalisons un échantillonnage en Z_0 compris entre 70 et 150 (*Fig.* 5.2). La gamme en masse correspondante est fixée à partir du rapport : $\frac{A_{Au}}{Z_{Au}} = \frac{197}{79}$. Afin de rendre compte de la qualité de nos mesures, mais aussi de nos simulations, nous avons indiqué sur la figure 5.2 l'erreur statistique. A noter qu'expérimentalement, ne connaissant pas la valeur du Z_0, nous le représenterons schématiquement par une zone de forme rectangulaire.

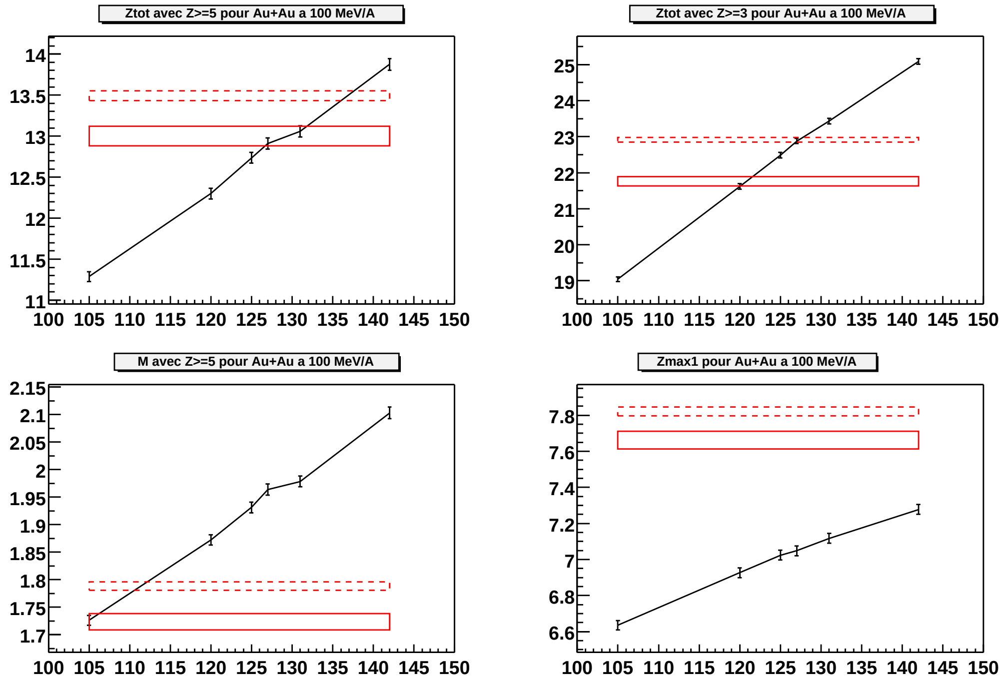


FIG. 5.2 – Evolution de la charge totale Z_{tot}, la multiplicité M et de la charge du plus gros fragment Z_{max}, en fonction de Z_0 pour $E_{therm} = 10$ MeV/A. Les données d'Au+Au à 100 MeV/A sont également présentées pour la zone 7 (rectangle en pointillée) et 8 (rectangle en ligne continue).

Focalisons tout d'abord notre attention sur le spectre en Z_{max1}. Il semble que quelle que soit la taille de source échantillonnée, nous ne soyons pas capables de retrouver la valeur expérimentale, ceci même au regard des zones 7 et 8. Ce résultat tend à démontrer que l'énergie thermique utilisée, c'est-à-dire 10 MeV/A, est trop élevée. Ainsi, même pour des tailles de petites sources (Z_0), l'énergie interne des fragments reste trop importante.

Paradoxalement, l'évolution en charge totale $Z_{tot}^{Z\geq5}$ nous pousserait à choisir une charge, Z_0, comprise entre 127 et 138. Ce désaccord n'est que la conséquence de la corrélation qui existe entre la taille du système et l'énergie thermique utilisée. Cela signifie qu'il est incorrect de faire varier un seul paramètre, ici la taille du système, sans chercher à faire évoluer E_{therm}.

Partant de ces observations, nous diminuons progressivement l'énergie thermique tout en ajustant, à chaque itération, la taille du système. La figure 5.3 présente les résultats obtenus en considérant le triplet ($E_{therm} = 9.2, A_0 = 237, Z_0 = 95$), le plus apte à reproduire les données d'Au+Au à 100 MeV/A.

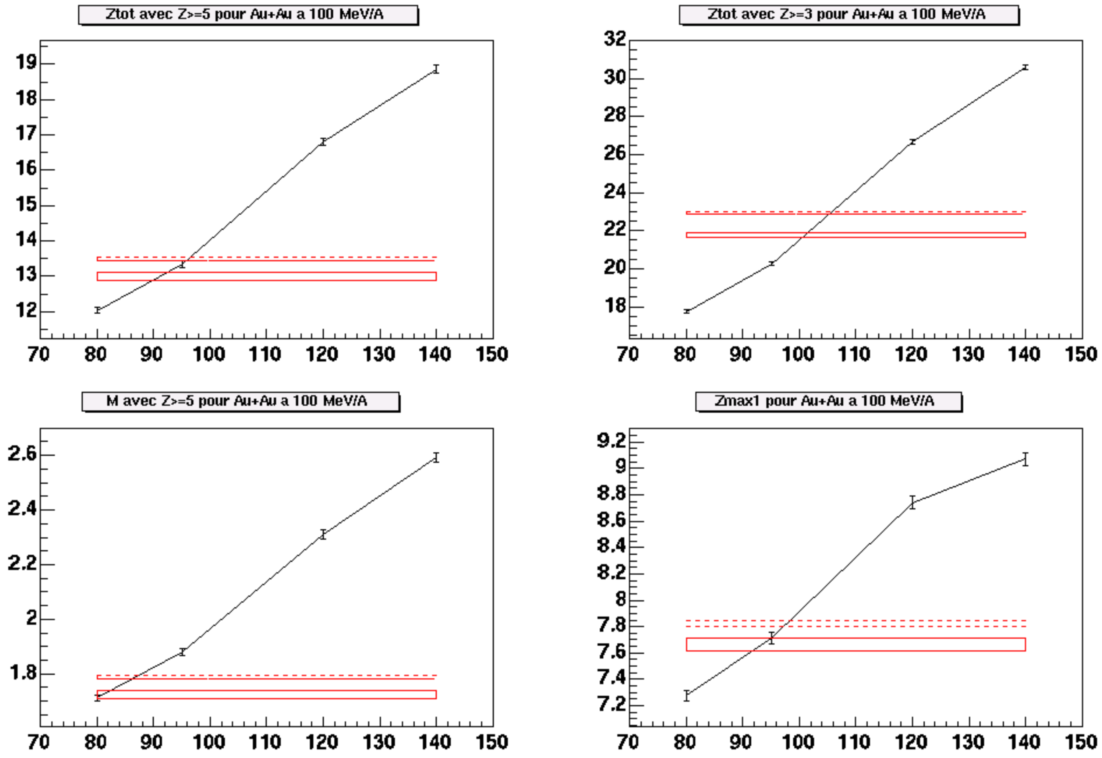


FIG. 5.3 – Evolution de la charge totale Z_{tot}, la multiplicité M et de la charge du plus gros fragment Z_{max}, en fonction de Z_0 pour $E_{therm} = 9.2$ MeV/A. Les données d'Au+Au à 100 MeV/A sont également présentées pour la zone 7 (rectangle en pointillée) et 8 (rectangle en ligne continue).

Toutefois, au vu des résultats présentés par la figure 5.3, nous pouvons penser qu'une variation de ~10 unités de charge (en prenant en compte les zones 7 et 8) représente un bon ordre de grandeur de l'erreur que nous commettons sur Z_0.

Avant d'appliquer cette même démarche aux données d'Au+Au à 40, 60 et 80 MeV/A, cherchons à estimer l'erreur que nous commettons sur la détermination de E_{therm}, A_0 et Z_0. A cet effet, la figure 5.4 présente les prédictions théoriques, obtenues par SMM, en considérant des énergies thermiques distinctes les unes des autres de 0.5 MeV/A. Cette représentation nous permet de prendre conscience de la sensibilité d'un tel paramètre.

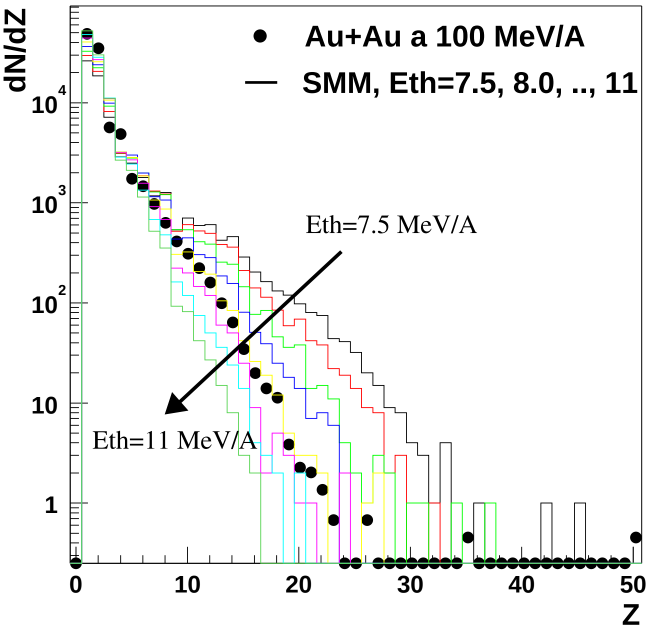


FIG. 5.4 – Distribution en charge obtenue par SMM en considérant les paramètres en entrée suivants : $A_0 = 237$, $Z_0 = 95$, $E_{therm} = 7.5$ MeV/A à $E_{therm} = 11.0$ MeV/A.

A l'aide d'un jeu d'observables telles que $Z_{tot}^{Z\geq5}$, $M^{Z\geq5}$, Z_{Max1}, nous avons pu déterminer la taille de source ainsi que l'énergie thermique à utiliser dans SMM, de manière à reproduire les données d'Au+Au à 100 MeV/A. La méthode a été appliquée à 40, 60 et 80 MeV/A. Le tableau 5.1 présente l'ensemble des résultats.

E_{Beam} [MeV/A]	40	60	80	100
Z_0	142	125	110	95
A_0	355	312	275	237
E_{therm} [MeV/A]	6.	7.8	8.7	9.2
δE_{therm} [MeV/A]	0.3	0.4	0.5	0.5

TAB. 5.1 – Taille de source et énergie thermique obtenues à partir des données d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A.

La figure 5.5 montre la qualité des ajustements effectués sur les distributions en charge obtenues pour les différentes énergies incidentes.

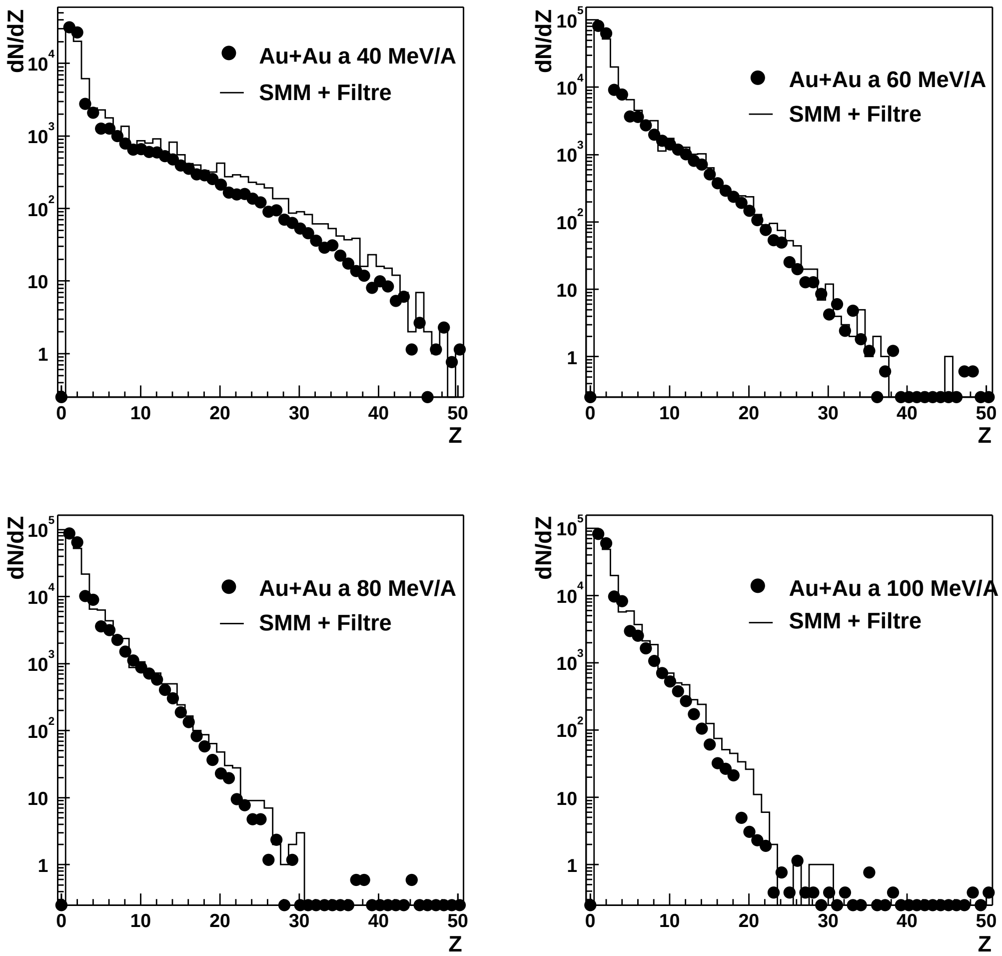


FIG. 5.5 – Distribution en charge obtenue par SMM pour les différentes énergies incidentes.

Nous constatons que plus l'énergie de la collision est importante, plus la taille de la source diminue. Ceci n'est que la conséquence de l'accroissement de l'émission de particules de prééquilibre. En effet, pour une énergie incidente de 40 MeV/A, la part emportée par le prééquilibre représente ∼10 % de la masse totale, tandis qu'une énergie incidente de 100 MeV/A, nous donne ∼40 %.

5.2.2 Etude des énergies cinétiques des fragments pour Au+Au de 40 à 100 MeV/A

La figure 5.6 montre les distributions en charge obtenues, pour les différentes énergies incidentes, dans plusieurs domaines angulaires. Elles illustrent que les distributions en charge sont indépendantes de l'angle d'observation et valident ainsi l'hypothèse d'isotropie implicitement assumée par SMM. La figure 5.7 met en évidence les énergies cinétiques moyennes (calculés dans le centre de masse) en fonction de Z pour ces mêmes domaines angulaires. Contrairement aux distributions de charge, ces spectres ne sont pas isotropes. La figure 5.8 indique pour $Z = 5$ à 100 MeV/A, l'évolution des énergies cinétiques moyennes de ces fragments en fonction de $cos(\theta)$. L'anisotropie est clairement observée.

Pour tenir compte de ces observations, et du fait que les énergies observées sont largement supérieures aux énergies cinétiques prévues par les effets thermiques et coulombiens, nous allons utiliser une approche de SMM qui permet d'introduire une énergie de flot collective mais également une déformation (ellipsoïdale) du volume de "freeze-out". De telles analyses ont déjà été effectuées par la collaboration *INDRA* : B.Bouriquet [54] et A.Lefevre [62].

5.2.3 Analyse des énergies cinétiques avec un volume de "freeze-out" déformé

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le calcul des partitions ne prend pas en compte la forme et la densité du volume de "freeze-out". L'introduction d'une énergie d'expansion, d'une densité (ρ_{fo}) et d'une forme de "freeze-out" (ellipsoïdale) ne seront utilisées que pour déterminer les énergies cinétiques des fragments à l'infini.

- **Source déformée et SMM :**

L'équation d'une source ellipsoïdale déformée selon l'axe du faisceau (c'est-à-dire, par convention, suivant l'axe z) :

$$\frac{x^2}{R_0^2} + \frac{y^2}{R_0^2} + \frac{z^2}{(\epsilon.R_0)^2} \quad = \quad 1$$

Où ϵ représente l'élongation suivant l'axe z. Le volume occupé peut alors s'exprimer comme suit :

$$V_{fo} = \frac{4}{3}.\pi.R_0^3.\epsilon$$

Pour $\epsilon = 1$, nous retrouvons la situation d'un volume de "freeze-out" sphérique. Notons que pour obtenir le volume d'une sphère V_{fo}^S de rayon R_s, il nous faudra prendre R_0 tel que :

$$\begin{aligned} V_{fo}^S &= \frac{4}{3}.\pi.R_s^3 = V_f \\ \Rightarrow R_0 &= R_s.\epsilon^{-\frac{1}{3}} \end{aligned} \tag{5.27}$$

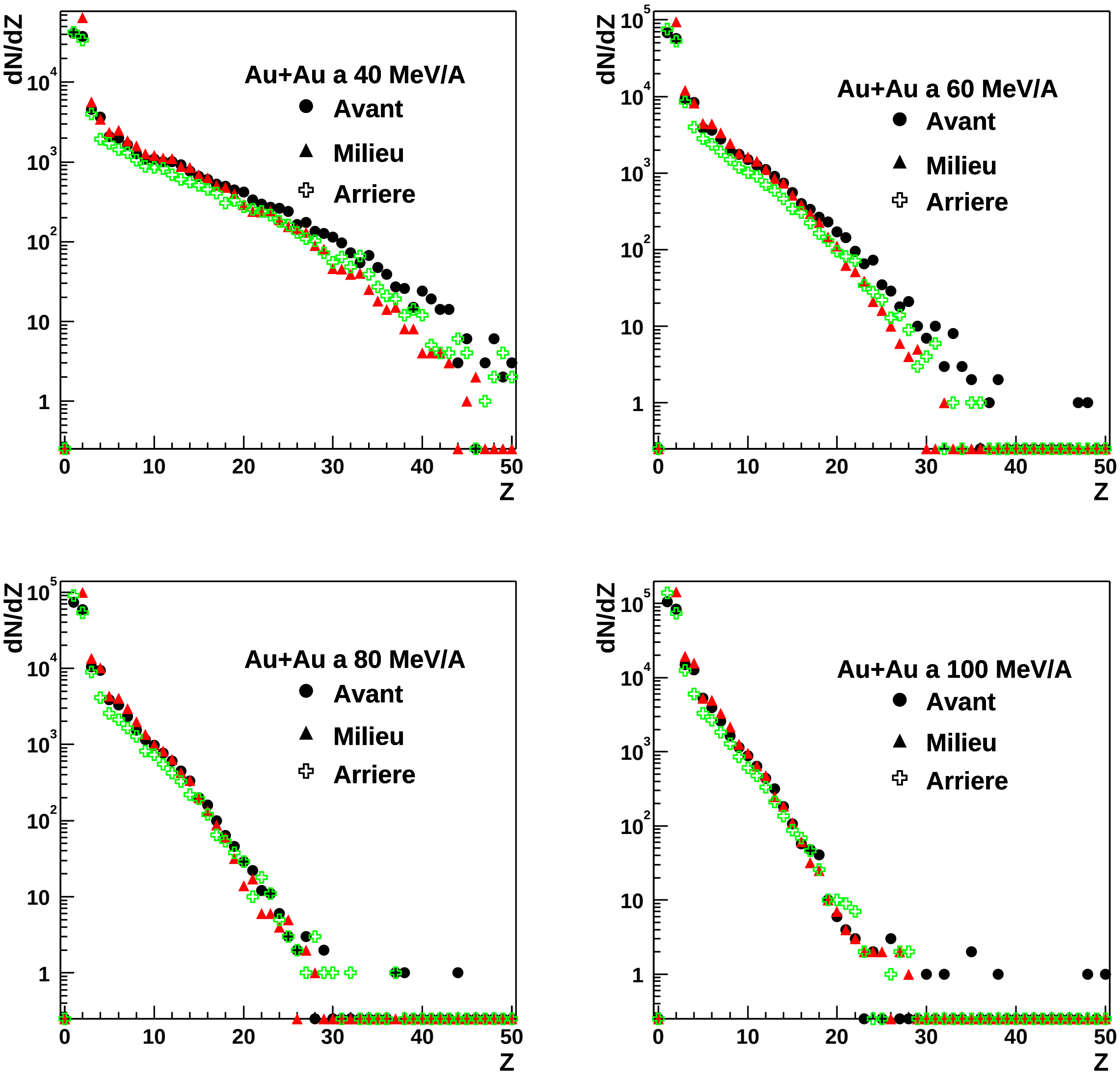


FIG. 5.6 – $N(Z)$ obtenu pour la collision Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

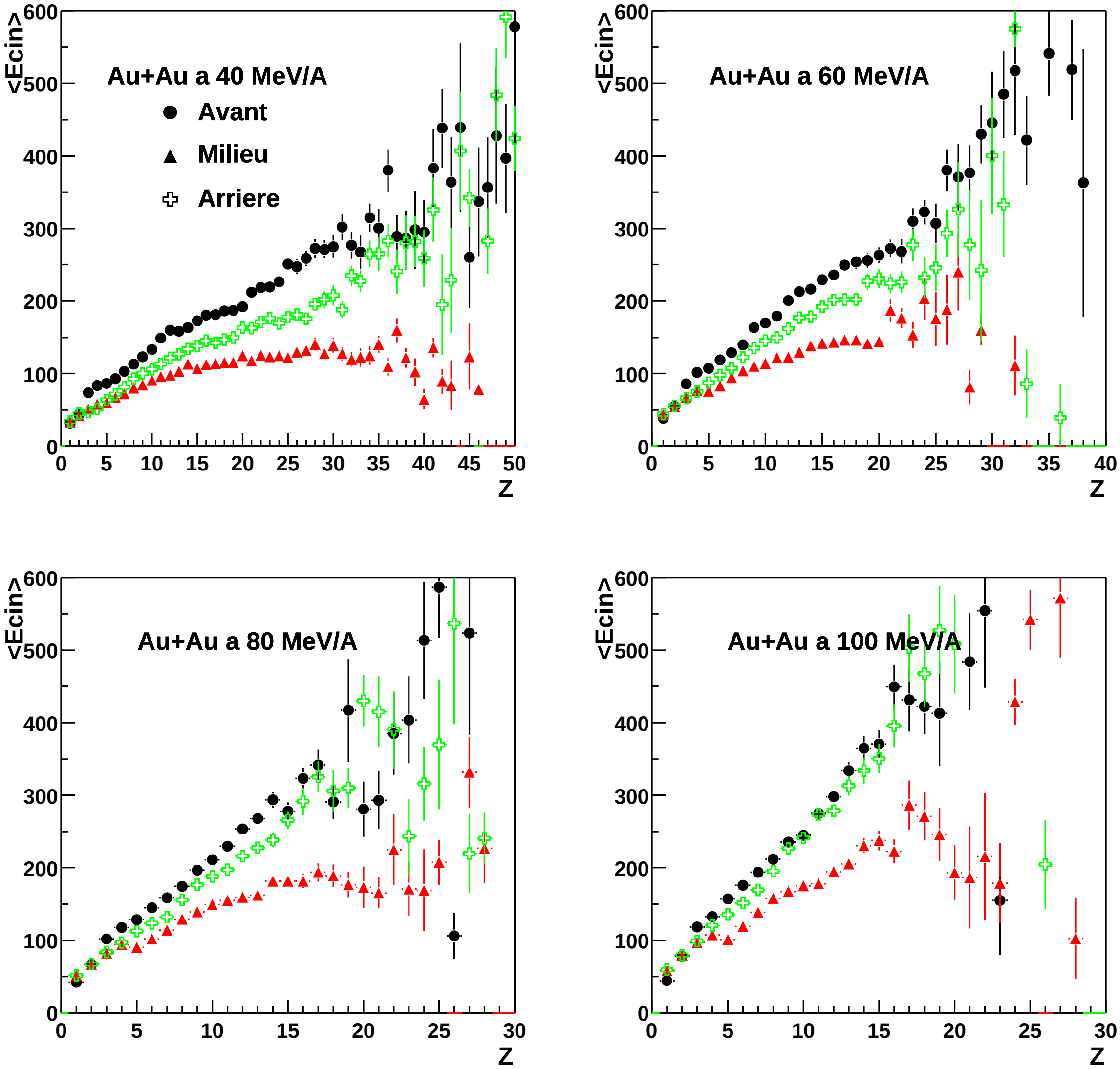


FIG. 5.7 – $<E_{cin}>$ versus Z obtenu pour la réaction Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

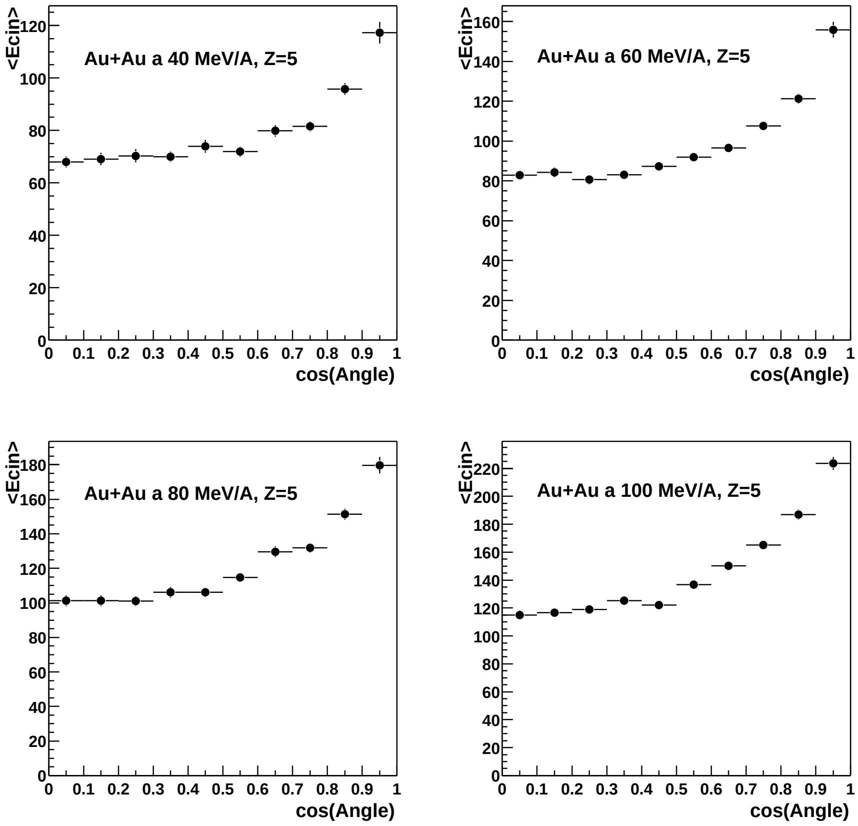


FIG. 5.8 – $<E_c>$ versus $cos(\theta)$ pour la réaction Au+Au à à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

Nous avons vu au chapitre 5.1.3 que la vitesse de flot, dans le cas d'une source sphérique, pouvait s'exprimer ainsi :

$$v(r) = \alpha_0.r \tag{5.28}$$

où $v(r)$ représente la vitesse d'un fragment quelconque, distant de r du centre de masse. Le coefficient α_0 est défini de manière à vérifier l'égalité suivante :

$$\sum_{i=1}^{M} \frac{1}{2}.A_i.v_i^2 = A_{tot}.E_{flot} \tag{5.29}$$

$$\Rightarrow \alpha_0^2.\sum_{i=1}^{M} \frac{1}{2}.A_i.r_i^2 = A_{tot}.E_{flot}$$

$$\Rightarrow \alpha_0 = \sqrt{\frac{2.A_{tot}.E_{flot}}{\sum_{i=1}^{M} .A_i.r_i^2}} \tag{5.30}$$

Nous retrouvons dans l'équation 5.30 l'expression du rayon quadratique moyen :

$$< r^2 >= \frac{\sum_{i=1}^{M} A_i.r_i^2}{A_{tot}} \tag{5.31}$$

Nous pouvons donc réécrire l'expression 5.30 sous une forme simplifiée :

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{2.E_{flot}}{< r^2 >}} \tag{5.32}$$

Pour une sphère, nous obtenons : $< r^2 >= \frac{3}{5}.R_s^2$

Cherchons maintenant à exprimer l'énergie cinétique moyenne dans un volume de "freeze-out" sphérique et ellipsoïdal dû au flot :

- **Cas sphérique uniformément chargé :**
  Dans le cadre de cette approximation, nous obtenons :

  $$< E_{cin} > = \frac{1}{2}.A.\alpha_0^2. < r^2 > \tag{5.33}$$
  $$\Rightarrow < E_{cin} > = A.E_{flot} \tag{5.34}$$

  Nous en déduisons au vu de l'équation 5.34 que l'énergie cinétique moyenne est directement égale à l'énergie de flot.

- **Cas ellipsoïdale uniformément chargé :**
  Nous allons chercher à exprimer par la suite l'énergie cinétique moyenne d'un fragment en fonction de son emplacement dans V_{fo}. Nous noterons $<E_{cin}(\theta)>$ cette grandeur. Dans le volume de "freeze-out", tout fragment peut être localisé par la connaissance du couple $(r,\ \theta)$, où r correspond à la distance séparant ce fragment de l'origine et θ, l'angle entre l'axe du faisceau et le fragment considéré. Dans un premier temps, rappelons l'expression du rayon quadratique moyen en fonction de l'angle θ :

  $$< r_\theta^2 > = \frac{3}{5}.R_0^2.\frac{1}{1 - \beta.cos^2(\theta)} \tag{5.35}$$
  $$\text{Avec } : \beta = 1 - \frac{1}{\epsilon^2} \tag{5.36}$$

  Par intégration sur θ, nous obtenons :

  $$< r^2 >= \frac{1}{5}.(2 + \epsilon^2).R_0^2 \tag{5.37}$$

  En reprenant l'équation 5.33 et en remplaçant les termes $< r^2 >$ et $< r(\theta)^2 >$ par, respectivement, les expressions 5.37 et 5.35, nous obtenons :

  $$\begin{aligned} < E_{cin}(\theta) > &= \frac{3}{10}.A.\alpha_0^2.R_0^2.\frac{1}{1 - \beta.cos^2(\theta)} \\ \Rightarrow < E_{cin}(\theta) > &= \frac{3}{10}.A.\frac{2.E_{flot}}{\frac{1}{5}.(2 + \epsilon^2).R_0^2}.R_0^2.\frac{1}{1 - \beta.cos^2(\theta)} \\ \Rightarrow < E_{cin}(\theta) > &= 3.A.\frac{E_{flot}}{(2 + \epsilon^2).(1 - \beta.cos^2(\theta))} \end{aligned} \tag{5.38}$$

A partir de l'expression de $<E_{cin}(\theta)>$, nous avons accès à la relation de proportionnalité liant l'énergie cinétique moyenne d'un fragment émis à 0^o par rapport à un même fragment ayant été détecté à 90^o :

$$\frac{< E_{cin}(\theta = 0) >}{< E_{cin}(\theta = 90) >} = \epsilon^2 \tag{5.39}$$

$$\tag{5.40}$$

- **Confrontation aux données d'Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A**

Nous devons maintenant ajuster l'énergie collective afin de reproduire les données expérimentales en utilisant les paramètres ϵ et E_{flot}. Afin de prendre conscience de l'importance de E_{flot}, la figure 5.9 présente les prédictions théoriques obtenues par SMM déformé calculées sans énergie de flot. Nous avons fixé arbitrairement la densité à $\rho_0/3$.

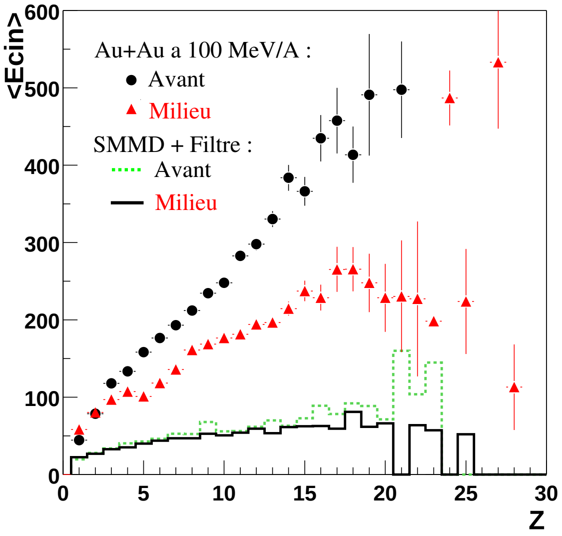


FIG. 5.9 – Prédiction théorique obtenue par SMM-déformé pour Au+Au à 100 MeV/A sans inclure d'énergie de flot.

Les figures 5.10 et 5.11, présentent les ajustements théoriques obtenus pour Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A. La méthode employée est la suivante : pour une valeur fixe de ϵ, nous faisons varier le paramètre E_{flot}. L'objectif de cette première démarche est de reproduire le profil $<E_{cin}>$ versus Z en ne considérant que les fragments émis entre 0^o et 60^o (partie "avant"). Une fois cette étape franchie, nous nous intéressons aux fragments émis entre 60^o et 120^o ("milieu"), si les prédictions théoriques sont en accord avec les données expérimentales, nous pouvons en déduire que nous avons trouvé un jeu correct

(E_{flot}, ϵ). Dans le cas contraire, nous changeons la valeur de ϵ (ex : si les prédictions sont inférieures aux données, nous diminuons la déformation), puis nous recommençons la première étape.

Afin de vérifier la qualité de ces ajustements, examinons les distributions en énergie cinétique pour les fragments de charge $Z = 5$ et $Z = 10$ (*Fig.* 5.12, 5.13).

De façon à contrôler la qualité de notre approche statistique considérant une source ellipsoïdale, et par la même une dépendance angulaire (*Fig.* 5.14), intéressons-nous à l'évolution de l'énergie cinétique moyenne en fonction de l'angle d'émission des fragments. Pour cela appliquons la formule 5.38 sur les données d'Au+Au à 100 MeV/A. En première approximation, nous pouvons estimer la contribution de l'énergie coulombienne à $\simeq$3 MeV/A, toutes charges confondues. Supposons que cette énergie puisse ajoutée à l'énergie de flot E_{flot}. Une telle démarche peut sembler étrange au premier abord mais il n'en est rien. En effet, il est nécessaire de prendre conscience que l'interaction coulombienne joue le même rôle que le flot au cours d'une multifragmentation : les fragments s'écartent les uns des autres, que ce soit à cause d'une compression initiale ou bien en raison de la répulsion coulombienne. De tels aspects nous permettent, en première approximation, d'ajouter la contribution coulombienne à l'énergie de flot. Partant de ces considérations, nous avons superposé, pour Au+Au à 100 MeV/A, la représentation graphique de la fonction $<E_{cin}(\theta)>$ (*Eq.*5.38) sur la figure 5.14. Nous observons une très bonne reproduction des points expérimentaux. Cet accord conforte notre hypothèse concernant la dualité qui existe entre la force coulombienne et le mouvement collectif sur le comportement du système. De plus, la description du flot ellipsoïdal par SMM est apte à reproduire les données d'Au+Au à 100 MeV/A.

Comme nous l'indique la figure 5.14, nous pouvons retrouver parfaitement la dépendance angulaire expérimentale ainsi que les spectres en énergie cinétique. Une telle observation conforte donc notre hypothèse d'un volume de "freeze-out" déformé.

Par l'intermédiaire de cette procédure itérative, nous obtenons une très bonne estimation du couplage (E_{flot}, ϵ). Le tableau 5.2 illustre les résultats obtenus pour Au+Au de 40 à 100 MeV/A.

Au regard de la figure 5.11 et du tableau 5.2, quelques points importants sont néanmoins à relever :

- A 100 MeV/A, SMM-déformé ne reproduit pas correctement l'énergie cinétique moyenne des ions les plus lourds. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant portant sur une autre approche thermodynamique : MMMC.
- La déformation, ϵ, diminue lorsque l'énergie incidente augmente. En effet, à 40 MeV/A nous obtenons une élongation de 2.1 tandis que pour 100 MeV/A, nous trouvons 1.5. Plusieurs explications peuvent être formulées : Soit, il s'agit d'un effet du "Stopping", soit nous sommes en présence d'un mélange en forme de source (ex :

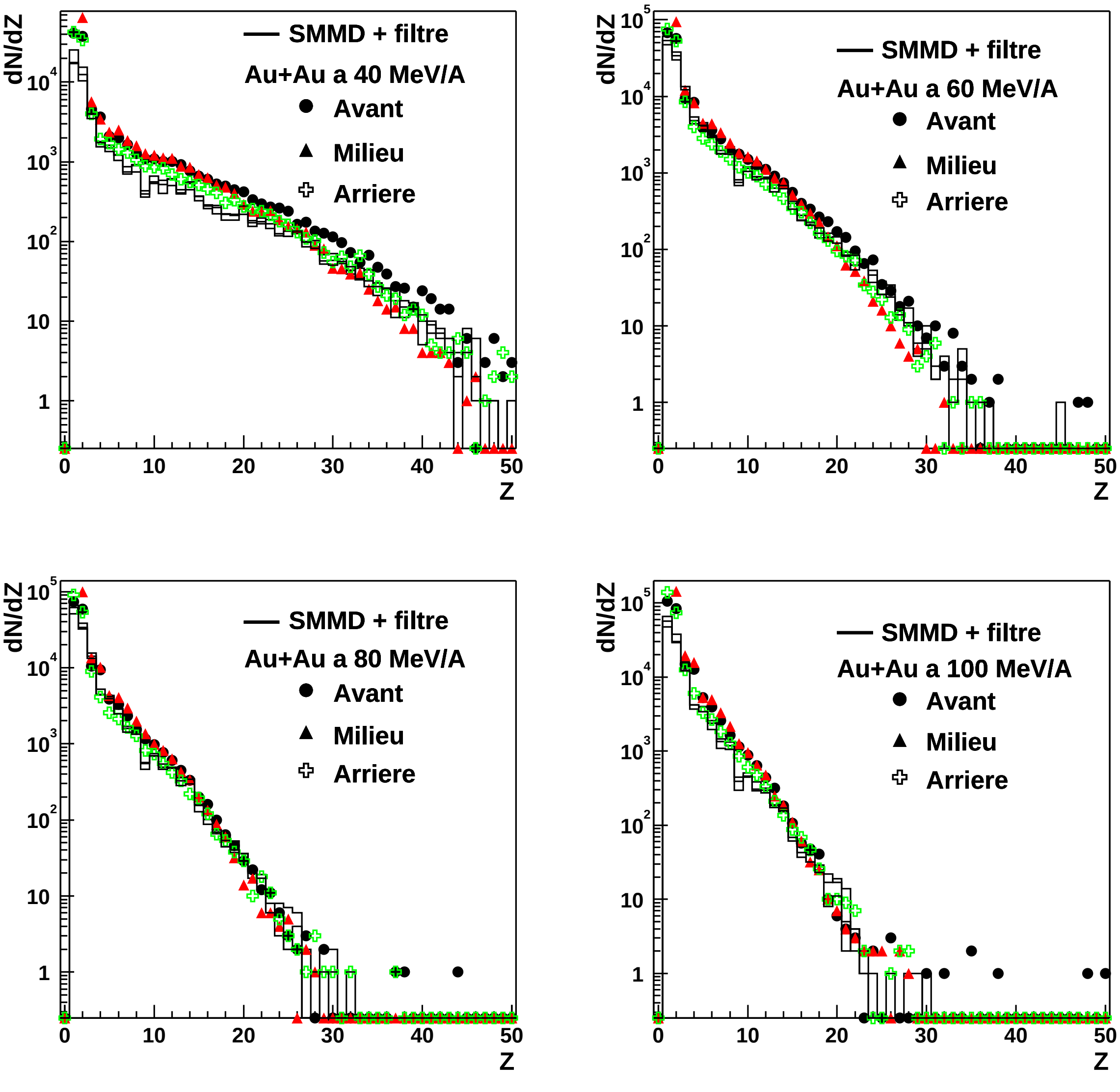


FIG. 5.10 – Comparaison des distributions en charge entre SMM-déformé et les données d'Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

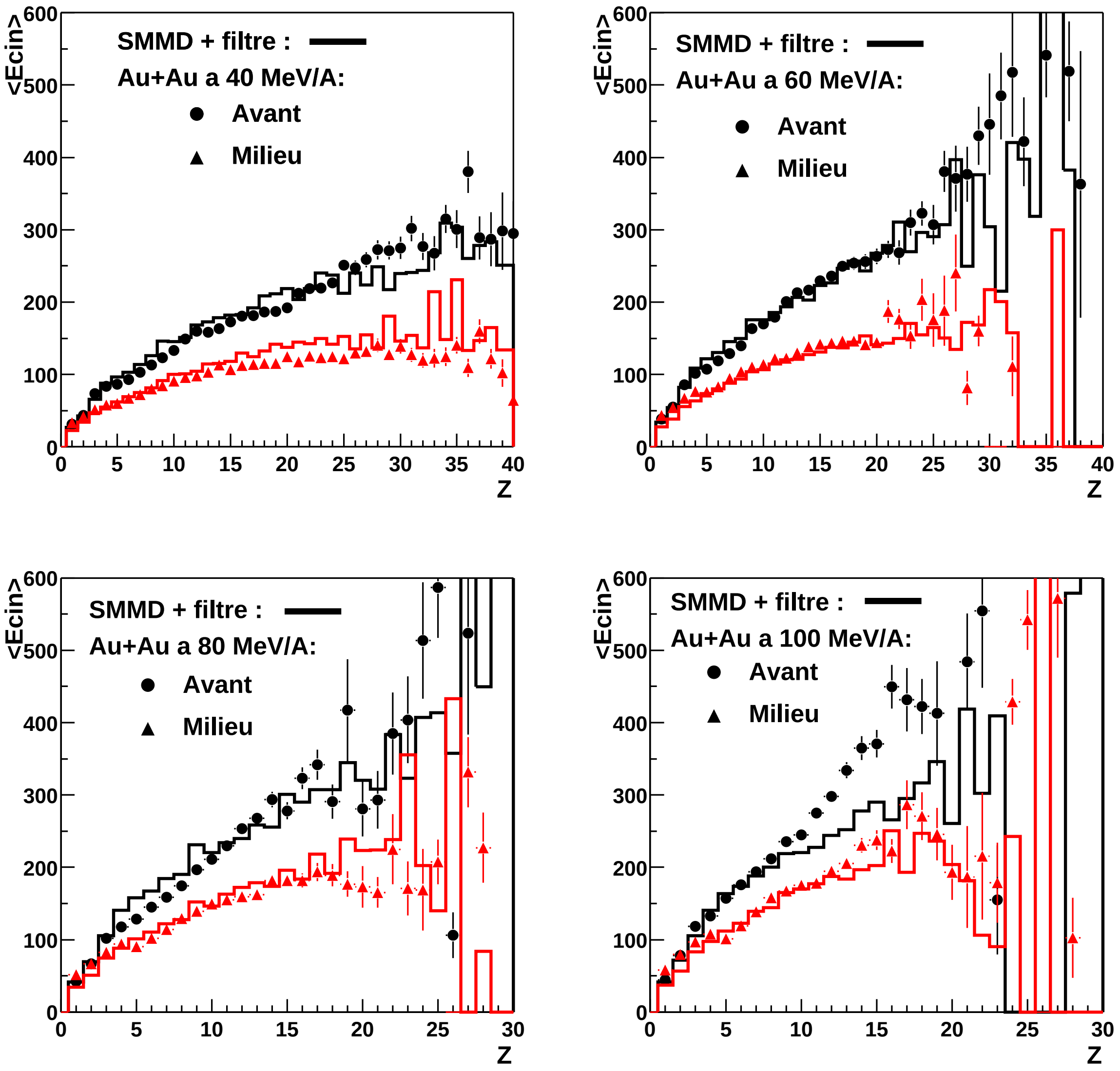


FIG. 5.11 – Comparaison des distributions en énergie cinétique, en fonction de la charge, entre SMM-déformé et les données d'Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

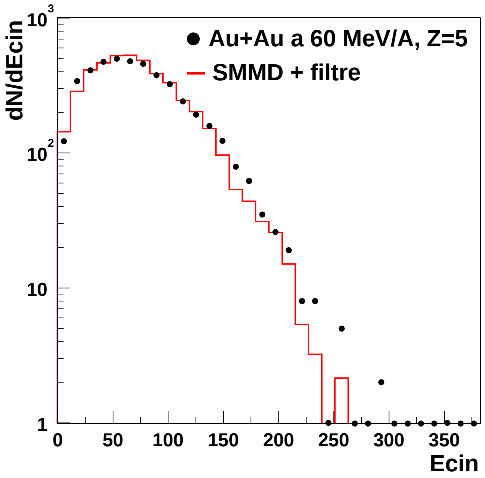


FIG. 5.12 – Exemple de distribution en énergie cinétique, pour $Z = 5$, obtenue pour SMM-déformé et Au+Au à 60 MeV/A

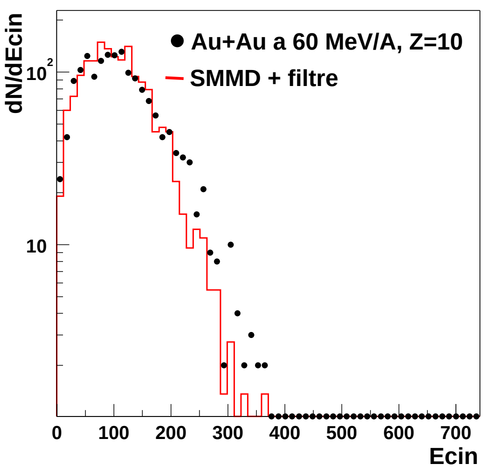


FIG. 5.13 – Exemple de distribution en énergie cinétique, pour $Z = 10$, obtenue pour SMM-déformé et Au+Au à 60 MeV/A

E_{Beam} [MeV/A]	40	60	80	100
Z_0	142	125	110	95
A_0	355	312	275	237
E_{therm} [MeV/A]	6.	7.8	8.7	9.2
E_{flot} [MeV/A]	2.	4.5	8.	9.
δE_{flot} [MeV/A]	0.2	0.5	1.	1.0
ϵ	2.1	2.	1.7	1.5

TAB. 5.2 – Résultats de l'ajustement SMM-déformé sur les données d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A.

source sphérique et déformée pour Au+Au à 100 MeV/A).

- Un point fondamental concerne les valeurs de E_{therm} et de E_{flot} que nous obtenons à 100 MeV/A. A cette énergie incidente, il semble que l'énergie thermique soit du même ordre de grandeur que l'énergie collective. Ceci pose un problème essentiel car SMM fait l'hypothèse d'un découplage parfait entre l'énergie thermique et l'énergie de flot. Nous aborderons ce point plus en détail dans le chapitre 6.

5.3 Comparaison avec d'autres modèles

Les études précédentes nous ont permis d'acquérir une vision critique de SMM. Afin de compléter cette démarche, mais également d'être plus à même de comprendre la divergence observée pour les données d'Au+Au à 100 MeV/A et les prédictions de

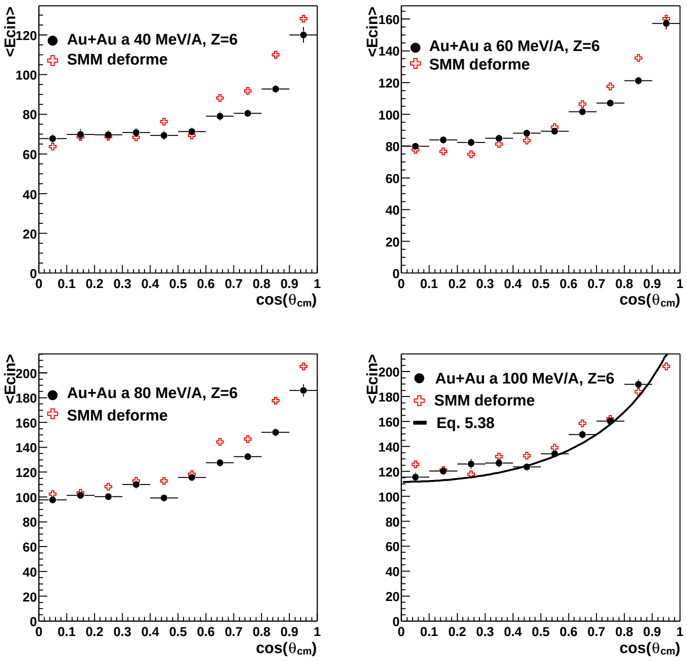


FIG. 5.14 – Comparaison des distributions en énergie cinétique, en fonction de θ, entre SMM-déformé et les données d'Au+Au à 40, 60, 80 et 100 MeV/A.

SMM (*Fig.* 5.11), nous allons maintenant considérer d'autres approches théoriques des collisions entre ions lourds. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats obtenus par un autre modèle thermodynamique : MMMC. Dans une seconde partie, nous ne traiterons plus le système comme un ensemble de fragments constituant un gaz parfait d'amas, mais nous l'étudierons suivant une approche en terme de dynamique moléculaire quantique (QMD).

5.3.1 MMMC

Dans le cadre de cette étude, nous ne présenterons pas de description détaillée de MMMC de nombreuses références pourront être obtenues sur ce sujet [62, 64]. Rappelons néanmoins les points importants différenciant ce modèle de SMM :

- Au volume de "freeze-out", V_{fo}, les partitions sont obtenues uniquement suivant une approche microcanonique. Souvenons-nous que, pour des systèmes ayant une énergie d'excitation supérieure à ~3 MeV/A , SMM considérait les trois ensembles thermodynamiques comme équivalents. Cette approximation donnait la possibilité de calculer des observables dans un ensemble donné pour les employer par la suite dans un ensemble différent (ex : la température).

- Le positionnement des fragments dans V_{fo} intervient directement lors du calcul des partitions. Ce dernier point a plusieurs conséquences importantes :
    - La contribution de l'énergie coulombienne pour le calcul de l'énergie libre est alors déterminée de façon exacte, à la différence de SMM qui employait l'approximation de Wigner-Seitz.
    - La forme du volume de "freeze-out" intervient lors du calcul des poids statistiques. Soulignons que nous considérons, comme pour SMM, une source non-sphérique [63]. SMM ne faisait intervenir la géométrie de la source que dans une seconde étape, laquelle étant entièrement gouvernée par la résolution des équations du mouvement (évolution des fragments au cours du temps).

Partant de ces considérations, nous constatons que MMMC lève un certain nombre d'hypothèses ou de simplifications faites par SMM. D'une façon plus précise, gardons en mémoire que MMMC prend en charge, lors du calcul des configurations au "freeze-out", le positionnement des fragments (tenant ainsi compte de la forme du volume V_{fo} : sphérique ou ellipsoïdale) et suit une approche microcanonique.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec MMMC appliqué aux données d'Au+Au à 40 et 100 MeV/A. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec A.Lefevre (Collaboration ALADIN, GSI). Tout d'abord, comme nous l'avions fait à l'aide de SMM, une analyse en taille de source est nécessaire. De 40 MeV/A à 100 MeV/A, nous trouvons des tailles similaires à celles obtenues avec SMM (*Tab.* 5.3). Toutefois les énergies thermiques associées sont inférieures à celles trouvées par SMM : à 40 MeV/A, $E^{MMMC}_{therm} = 5.5$ MeV/A et pour 100 MeV/A, $E^{MMMC}_{therm} = 7.5$ MeV/A. Ces écarts, respectivement de 8% et 17%, peuvent s'expliquer par une configuration au "freeze-out" différente :

- Nous avons souligné précédemment que MMMC prenait en compte, lors du calcul des partitions pour $V = V_{fo}$, la position des fragments. L'énergie libre, F_{AZ}, et plus précisément l'énergie coulombienne, F^C_{AZ}, est différente de SMM (approximation de Wigner-Seitz). La contribution de Coulomb est alors plus importante dans MMMC, ce qui implique en contrepartie que la fraction d'énergie thermique nécessaire diminue. La répulsion coulombienne joue dans ce cas un rôle similaire à l'agitation thermique. Remarquons que pour Au+Au à 100 MeV/A, la part relative de l'énergie thermique est plus importante qu'à 40 MeV/A. Il en découle un accroissement de l'écart entre les prédictions de SMM et MMMC.
- La densité au "freeze-out" pour MMMC est de $\rho^{MMMC} = \rho_0/6$ tandis que pour SMM nous avions : $\rho^{SMM} = \rho_0/3$. Ceci implique que l'énergie disponible dans MMMC est plus importante que celle de SMM : $E_0^{SMM} < E_0^{MMMC}$. En effet, nous pouvons exprimer l'énergie libre, E_0 , en fonction de l'énergie d'excitation $E^\star$ et

de liaison B : $E_0 = E^\star - B(\rho, A, Z)$. Si la densité du système diminue, $B(\rho, A, Z)$ augmente, puisque les fragments sont alors de moins en moins liés. Il s'ensuit un accroissement de E_0.

De la même façon que pour SMM, MMMC permet de reconstruire les grandeurs caractéristiques que sont : l'énergie de flot, l'énergie thermique, A_0, Z_0 et ϵ. Les figures 5.15, 5.16 et 5.17, 5.18 représentent l'ajustement obtenu par MMMC pour les distributions en charge, les énergies cinétiques moyennes en fonction de Z, pour Au+Au à 40 et 100 MeV/A. A cet effet, l'intensité de l'expansion a été ajustée de telle manière que l'énergie cinétique totale pour les fragments de masse intermédiaire soit en accord avec les valeurs expérimentales entre 0^o et 90^o .

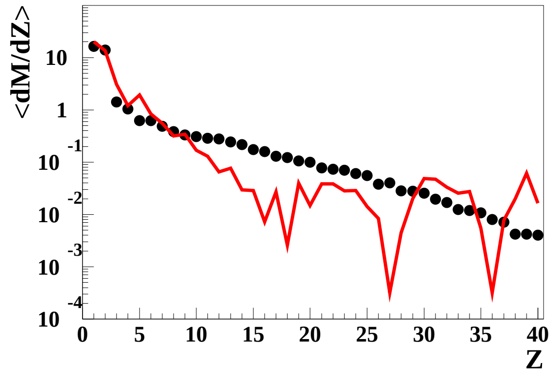


FIG. 5.15 – Distribution en charge normalisé pour Au+Au à 40 MeV/A (point), et MMMC (ligne).

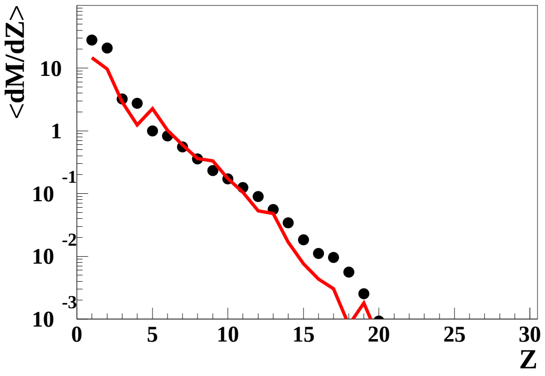


FIG. 5.16 – Distribution en charge normalisé pour Au+Au à 100 MeV/A (point), et MMMC (ligne).

E_{Beam} [MeV/A]	40	100
Z_0	142	95
A_0	355	237
E_{therm} [MeV/A]	5.7	7.5
E_{flot} [MeV/A]	1.9	$\sim$ 9.
ϵ	1.5	80% à 1.5 20% à 1.0

TAB. 5.3 – Résultat de l'ajustement de MMMC sur les données d'Au+Au à 40 et 100 MeV/A.

Au regard des figures précédentes, du tableau 5.3, présentant les résultats issus de la description MMMC, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

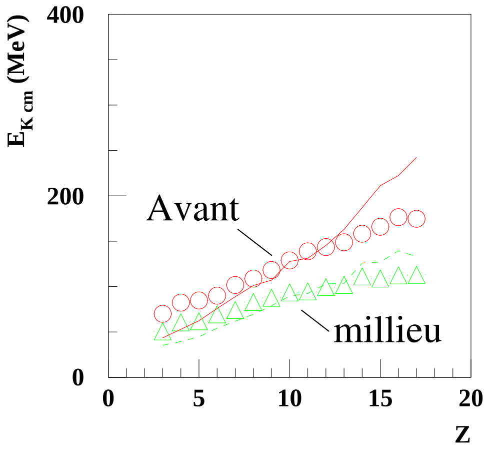


FIG. 5.17 – Energie cinétique moyenne en fonction de la charge pour Au+Au à 40 MeV/A (point), et MMMC (ligne).

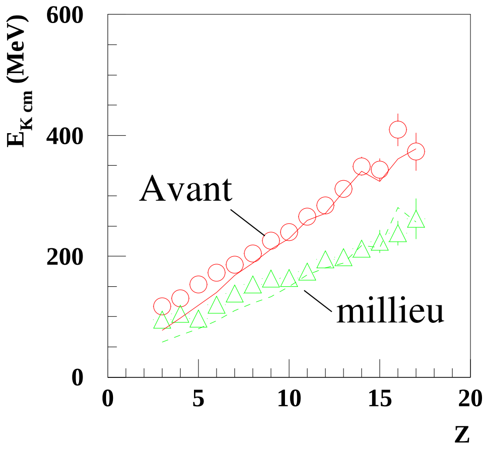


FIG. 5.18 – Energie cinétique moyenne en fonction de la charge pour Au+Au à 100 MeV/A (point), et MMMC (ligne).

- La distribution en charge à 100 MeV/A est correctement reproduite. Toutefois, nous relevons un net désaccord entre MMMC et les données d'Au+Au à 40 MeV/A. Cet effet est lié à un défaut inhérent à MMMC, particulièrement visible lors de la production de fragments lourds. Il provient du fait que MMMC décrit de façon moins satisfaisante la désexcitation secondaire des noyaux chauds en comparaison avec SMM. En effet, MMMC ne permet aux fragments générés de se désexciter que par émission de neutrons.
- En comparaison avec SMM, l'évolution de E_{cin} en fonction de la charge semble être correctement reproduite. Soulignons que le désaccord, pour les ions les plus lourds, entre SMM et les données d'Au+Au à 100 MeV/A a disparu. Pour comprendre ce point, reprenons schématiquement les différentes étapes de SMM : Après avoir retenu une configuration, c'est-à-dire déterminé un ensemble de M fragments de diverses tailles, ces mêmes fragments sont placés aléatoirement dans le volume de “freeze-out”. Pour des raisons de géométrie (nécessité de placer tous les fragments dans un volume donné), les plus gros fragments sont préférentiellement positionnés au centre de cette “enceinte”. L'énergie coulombienne ayant été calculée approximativement, une telle démarche viole la conservation de l'énergie. Sachant que la force coulombienne tend à éloigner les fragments entre eux, d'autant plus qu'ils sont massifs, il ne semble pas physiquement correct de réaliser une telle répartition. MMMC aborde de façon plus exact ce problème (voir remarques précédentes). Prenant en compte la position des fragments dans V_{fo} pour calculer F_{AZ}, les plus gros fragments sont placés, dans le cas d'une “source” ellipsoïdale, aux extrémités. Il s'ensuit que l'évolution de $E_{cin}(Z)$ pour les ions les plus lourds est désormais

reproduite correctement mais les distributions en charge présentent une accumulation de fragments lourds.

- Les énergies de flot, évaluées par MMMC, sont identiques à celle de SMM pour Au+Au à 40 MeV/A et 100 MeV/A.
- Les valeurs de déformation au volume de "freeze-out", pour MMMC, montrent la présence d'un mélange entre une source sphérique et déformée ($\epsilon = 1.5$ à 80%). Dès lors, tout comme SMM nous le laissait penser, nous retrouvons une diminution de la déformation au fur et à mesure que l'énergie de réaction augmente.

Au travers de cette nouvelle approche, les résultats obtenus par MMMC sont en accord avec ceux de SMM (ex : A_0, Z_0, distribution en charge). Toutefois, nous avons relevé quelques divergences : distribution en charge (Au+Au à 40 MeV/A), profil en énergie cinétique pour les ions les plus lourds, valeurs des énergies thermiques. Nous avons vu que l'origine de ces écarts n'était que la conséquence d'une approche théorique "différente" des partitions au "freeze-out" (ex : prise en charge des positions des fragments, calcul entièrement microcanonique, etc..).

Ces nouveaux résultats ne remettent en cause d'aucune manière la qualité des ajustements obtenus, que ce soit en considérant SMM ou MMMC. Par conséquent, une approche thermodynamique des collisions entre ions lourds semble à même de reproduire les caractéristiques expérimentales des collisions d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A.

5.3.2 Que pouvons-nous apprendre d'un Modèle de Dynamique Quantique ?

Les analyses exposées précédemment nous ont notamment permis de prendre conscience de la difficulté qui existe à décrire les collisions entre ions lourds, et cela d'autant plus difficilement que nous nous rapprochons des premiers instants de la réaction.

SMM, comme MMMC, n'ont répondu que partiellement à cette demande commençant leur calcul à l'instant de "freeze-out". Nous avons été contraints de faire un certain nombre d'hypothèses : équilibre thermique, dissociation de la phase d'expansion de celle de désexcitation des fragments, etc.. . Seuls des modèles dits "dynamiques" sont capables de décrire l'évolution du système depuis les tous premiers instants de la réaction. QMD est l'un d'entre eux. A la différence de modèles dynamiques tels que BUU et VUU, basés sur l'équation de Landau-Vlasov, QMD traite l'évolution de la distribution à N corps et prend en compte les corrélations donnant naissance aux fragments.

Nous allons dans un premier temps rappeler brièvement les bases de QMD. Puis, dans une seconde partie, nous présenterons les résultats obtenus suivant cette nouvelle approche. Soulignons dès à présent que cette étude a été réalisée grâce à J.Aichelin et N.Buecking.

Description de QMD :

Dans le cadre de cette étude, il ne présente aucun intérêt de décrire les spécifications théoriques de QMD, celles-ci faisant déjà l'objet de nombreuses publications [65, 66]. Nous nous efforcerons donc de présenter succinctement les concepts théoriques de ce modèle.

A l'instar des modèles thermodynamiques, nous n'allons plus considérer des entités macroscopiques, tels que les fragments, mais leurs constituants : les nucléons. Chacun de ces nucléons est paramétrisé par une fonction d'onde $\phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ où $\mathbf{r_i}$ et $\mathbf{p_i}$ sont les coordonnées dans l'espace des positions et des impulsions du i^{eme} nucléon. La fonction d'onde totale, Φ , est équivalente au produit des fonctions d'onde individuelles. L'évolution, au cours du temps, des nucléons est obtenue à partir de l'équation de Hamilton en minimisant l'action S :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L[\Phi, \Phi^\star].dt \tag{5.41}$$

$$L = < \Phi | i\hbar \frac{d}{dt} - H | \Phi > \tag{5.42}$$

Pour $\Delta S = 0$, nous obtenons les fonctions d'onde ϕ_i résolvant de façon exacte l'équation de Schrödinger. A noter que la matrice de Brückner (matrice G) ainsi que l'interaction coulombienne interviennent dans l'expression de l'Hamiltonien. Une présentation détaillée de chacun de ces termes pourra être trouvée dans la référence suivante [66].

Résultats des simulations :

Décrire l'évolution au cours du temps des collisions entre ions lourds, suivant une approche dynamique, ne nécessite de connaître que les caractéristiques physiques de la voie d'entrée de la réaction. Nous entendons par "voie d'entrée", les grandeurs suivantes : caractéristiques de la cible et du projectile (ex : masse, charge, énergie cinétique, etc..), paramètre d'impact, etc.. . Toutes ces observables sont directement accessibles par l'expérimentateur. QMD, sur cet aspect, se révèle être un outil très souple d'utilisation.

Examinons maintenant les prédictions de QMD ayant en voie d'entrée : Au+Au à 100 MeV/A, et pour des collisions avec un paramètre d'impact inférieur à 2 fm (distance correspondant à la sélection expérimentale en paramètre d'impact, zone 7 et 8).

La figure 5.19 présente, en trait plein la distribution en taille des fragments obtenue avec QMD, les points correspondent aux données expérimentales d'Au+Au à 100 MeV/A (sélection en paramètre d'impact). Nous constatons que QMD est qualitativement en accord pour les charges comprises entre 3 et 12. Au delà de cette région, QMD semble générer un trop grand nombre de gros fragments (ex : $Z = 20,\ 25$) et sous-estime le nombre de particules α.

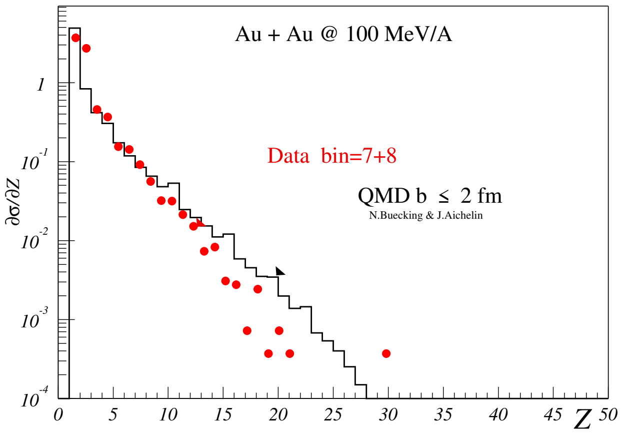


FIG. 5.19 – Distribution en charge pour Au+Au à 100 MeV/A (point), et QMD (ligne).

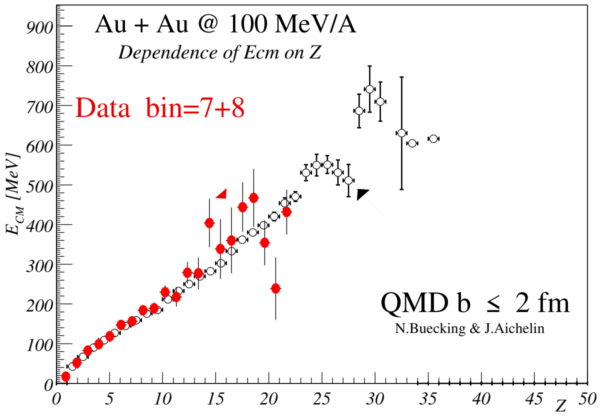


FIG. 5.20 – Energie cinétique moyenne en fonction de la charge pour Au+Au à 100 MeV/A (point), et QMD (ligne).

La figure 5.20 présente le profil de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge. Nous observons une très bonne reproduction des données expérimentales par QMD.

A titre indicatif, nous avons élargi la gamme en paramètre d'impact aux collisions ayant $b \leq 4$ fm. Pour la même voie d'entrée que précédemment, nous trouvons des résultats en complet désaccord avec ceux obtenus expérimentalement. Nous pouvons donc penser que la sélection en paramètre d'impact que nous avons appliquée sur les données d'Au+Au semble être efficace.

A partir de QMD, il nous est possible de suivre l'évolution du système au cours du temps. De ce fait, nous avons désormais accès à des configurations antérieures au "freeze-out" (instant où les fragments n'interagissent entre eux que par la force coulombienne). Une approche de type SMM ou MMMC suppose, pour être applicable, qu'à un instant donné de la réaction, le système soit à l'équilibre thermodynamique. QMD peut nous aider à vérifier la légitimité ou non d'une telle hypothèse. Dans cette perspective, nous nous sommes attachés à déterminer, à partir des fragments finaux, l'origine des nucléons qui les composent (nucléon de la cible ou du projectile). Supposons qu'à un instant donné, le système soit thermalisé, dans ce cas la proportion de nucléons provenant de la cible et du projectile est identique. Dans le cas contraire, nous obtenons une dépendance angulaire du rapport N_{cible}/N_{proj}. Si nous réalisons cette étude à partir de QMD, nous trouvons que la même fraction de nucléons provient de la cible et du projectile. Ce résultat n'implique pas d'une façon certaine qu'il y ait eu thermalisation, néanmoins il représente un argument nous laissant penser qu'une telle hypothèse puisse être validée. Une future étude portant sur une analyse précise des spectres en énergie cinétique des nucléons pourrait s'avérer intéressante.

5.4 Conclusion

Afin d'être plus à même de comprendre les différents processus intervenant au cours de collisions entre ions lourds, nous avons été amenés à utiliser un modèle de multifragmentation statistique (SMM). Supposant, dans un premier temps, que certaines hypothèses étaient vérifiées : équilibre thermodynamique, fragment de forme sphérique, nous avons comparé les données d'Au+Au de 40 à 100 MeV/A aux prédictions de SMM.

Après avoir introduit une déformation de la source au "freeze-out", et ajusté les variables libres telles que : l'énergie de flot, énergie thermique, taille de source. Nous avons obtenu un bon accord sur l'ensemble des principales observables expérimentales : multiplicité des fragments, spectres en énergie cinétique, distribution en charge, dépendance angulaire, etc.. . Seule une divergence des résultats entre SMM et Au+Au à 100 MeV/A pour les énergies cinétiques des ions les plus lourds a pu être relevée. A l'aide de MMMC, nous avons pu mettre en évidence que cette divergence n'était que la conséquence d'hypothèses au "freeze-out" : position des fragments, interaction coulombienne.

Forts de ces résultats, tout nous permet d'envisager qu'une description statistique des collisions entre ions lourds est une très bonne approche. Toutefois ceci ne serait exact qu'en omettant un élément clé : en effet, un point fondamental concerne les valeurs de E_{therm} et E_{flot} que nous avons obtenues à 100 MeV/A. Pour cette énergie incidente, il semble que l'énergie thermique soit du même ordre de grandeur que l'énergie collective. Ceci pose donc un problème essentiel : une approche du type SMM (ou MMMC) ne tient pas compte, lors du calcul des partitions, de l'énergie collective entrant en jeu dans la réaction. Seule l'énergie thermique intervient dans le calcul de la partition. L'énergie de flot ne joue un rôle que dans la seconde étape que constitue la phase de propagation des fragments. Une telle hypothèse ne peut être exacte dès lors que l'énergie de flot devient équivalente à l'énergie thermique. Il n'est plus possible de négliger son effet. Par conséquent, à basse énergie, pour cette étude Au+Au à 40 MeV/A, une approche statistique semble appropriée mais à plus haute énergie, Au+Au à 100 MeV/A, cela n'est plus le cas. Il est notamment troublant de constater qu'au regard de nombreux spectres expérimentaux, en comparaison avec ceux obtenus à l'aide de SMM (ou MMMC), rien ne pouvait nous laisser conclure à un tel résultat, bien au contraire.

Dans la dernière partie, nous nous sommes alors intéressés à une description suivant une approche "Dynamique" des collisions entre ions lourds. Pour ce faire nous avons utilisé, en collaboration avec J.Aichelin, QMD. L'objectif de cette nouvelle approche était double : tout d'abord, nous désirions savoir si un tel modèle serait capable de reproduire les données expérimentales, mais également, de vérifier une hypothèse forte de SMM (ou MMMC) : l'équilibre thermodynamique.

Concernant le premier point, bien qu'une étude plus approfondie soit indispensable, nous avons pu constater que QMD semble obtenir des distributions en charge et des profils en énergies cinétiques moyennes (par fragment) tout à fait comparables à celles d'Au+Au à 100 MeV/A.

La validité de l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique est une interrogation essentielle, QMD nous apporte un élément en faveur d'une telle hypothèse : les nucléons des fragments sont issus aussi bien de la cible que du projectile. Il est important de tempérer ce résultat. En effet, cela n'implique pas forcément qu'il y ait eu thermalisation mais, par contre, le résultat inverse aurait été la signature qu'une telle hypothèse était incorrecte.

Chapitre 6

Application d'un modèle de Dynamique Moléculaire Classique

6.1 Intérêt de la Dynamique Moléculaire Classique

La méthode d'analyse des données de cette étude repose sur l'utilisation de codes de multifragmentation statistique (ex : SMM [19] et MMMC [64]). Nous avons vu que ces codes sont amenés à faire un certain nombre d'approximations. Nous pouvons citer notamment l'hypothèse du gaz parfait de fragments chauds, la nature sphérique de ces fragments, et le fait que les fragments sont supposés être à densité normale et à une température T équivalente à celle du système dans sa globalité ($T_{frag} = T_{syst}$). Ces calculs supposent également l'existence d'un “freeze-out” dont la densité et la température déterminent le calcul des partitions. Ce sont des hypothèses fortes qui demandent à être justifiées. Dans la continuité des études que nous avons décrites au chapitre 5, nous allons maintenant chercher à tester certaines de ces hypothèses.

Bien entendu, un calcul de type Dynamique Moléculaire Classique (CMD) ne peut prétendre reproduire les effets quantiques d'un système de fermions. Par contre, il résout exactement le cas classique et permet donc d'aborder d'une manière exacte la “thermodynamique” de ces systèmes de taille finie : les distributions en taille, les énergies cinétiques, les énergies internes des fragments seront calculées sans hypothèses supplémentaires et sortiront naturellement de ces calculs.

Il n'est donc pas possible de comparer les données d'Au+Au aux résultats de ces calculs, cependant, nous pensons que ceux-ci permettent d'aborder d'une façon intéressante un certain nombre de questions liées à la thermodynamique et à l'évolution dynamique de ces systèmes.

6.2 Description de CMD

D'une manière analogue à QMD, nous allons non plus considérer un ensemble de M fragments mais de N particules en interaction : seule la connaissance du potentiel d'interaction entre particules et la résolution des équations du mouvement interviennent.

Afin de décrire distinctement les hypothèses réalisées lors d'un calcul de type CMD, nous allons maintenant en présenter les différentes étapes (*Fig.* 6.1) :

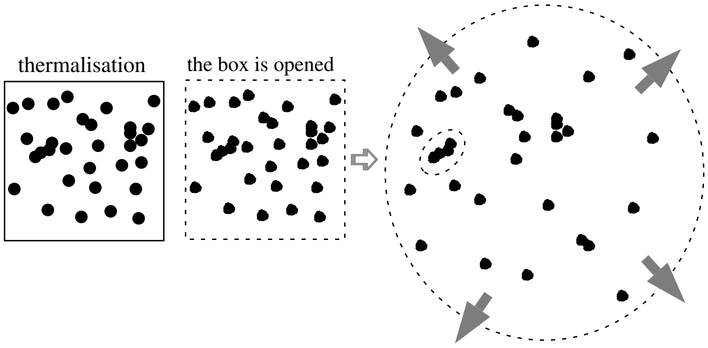


FIG. 6.1 – Schéma des étapes du calcul CMD.

- **Conditions initiales :**
  Un ensemble de N particules (N=189 dans nos calculs) est positionné dans une enceinte de volume fixé V. Par la suite, nous préférerons faire référence à la densité initiale du système $\rho = N/V$. De façon à fixer l'énergie totale du système, E_{tot}, une énergie cinétique est répartie sur l'ensemble des particules constituant le système.

- **Evolution du système au cours du temps :**
  Le système étant enfermé dans une enceinte (cubique) évolue, via un potentiel d'interaction à deux corps de type Lennard-Jones (la portée est limitée à un rayon de r_{max}, *Eq.*6.1 et *Fig.* 6.2) et coulombien, vers un état de thermalisation. Les algorithmes de calcul utilisés pour résoudre les équations de Newton sont tels que l'énergie totale est conservée à mieux que le pour cent (*Fig.* 6.3).
  Le potentiel de Lennard-Jones est défini par :

$$V_{lj}(r) \quad = \quad 4.\epsilon.\Big([\frac{\sigma}{r}]^{12} - [\frac{\sigma}{r}]^{6} - [\frac{\sigma}{r_{max}}]^{12} - [\frac{\sigma}{r_{max}}]^{6}\Big) \tag{6.1}$$

  où ϵ et σ fixent l'échelle d'énergie et de distance. Le potentiel Coulombien est donné par :

$$V_c(r) \quad = \quad \frac{q^2}{r} \tag{6.2}$$

où la valeur $q^2 = 0.055$, déterminé par Pandharipande [67], permet de simuler l'importance relative de ce potentiel par rapport aux effets de surface en ajustant la taille du système correspondant à une fission spontanée.

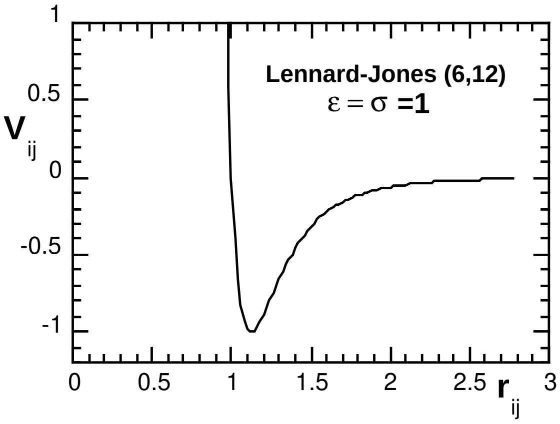


FIG. 6.2 – Energie potentielle dans le cas d'une interaction du type Lennard-Jones

- **Thermalisation et ouverture de l'enceinte : Phase d'expansion**
  A chaque étape du calcul, les énergies potentielle et cinétique sont mesurées. La figure 6.3 montre l'évolution des énergies : potentielle, cinétique et totale, en fonction du temps, pour un calcul type. La thermalisation est obtenue quand la distribution en énergie cinétique correspond à une distribution de Maxwell. A partir de cet instant, la température sera évaluée par la relation : T=2.$<E_{cin}>/3$.

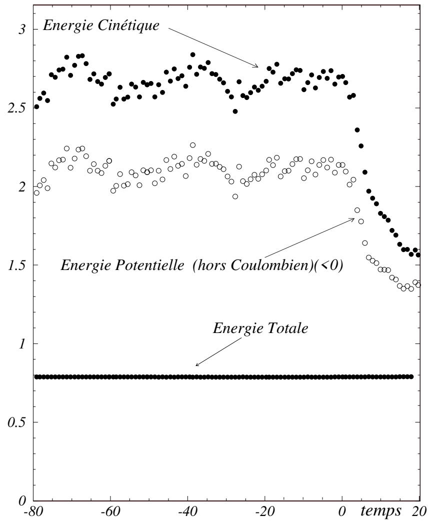


FIG. 6.3 – Evolution des énergies cinétique, potentielle (Lennard-Jones, uniquement) et totale en fonction du temps. Le temps $t = 0$ correspond à la disparition de la cloison. Le calcul est fait pour une énergie totale de 0.6ϵ, une densité $\rho = 0.6$ et un nombre de particules $N = 189$.

Après l'obtention de la thermalisation, l'enceinte est "ouverte" et le système est libre d'évoluer vers des densités moyennes asymptotiquement négligeables. Les fragments, formés par des agglomérations de particules, évoluent lentement vers leur état fondamental, en émettant, en vol, leurs produits de désexcitation. Après un certain temps, les fragments (quasi) asymptotiques peuvent être analysés. La figure 6.1 montre schématiquement ces différentes étapes.

6.3 La notion de cluster : en milieu thermalisé et dans le vide

La notion de cluster (ou de fragments) est une notion délicate à manier, notamment lors de l'étude de milieux denses et chauds. Nous utiliserons le terme de *cluster*, pour les milieux denses où ceux-ci restent en interaction avec leurs voisins, et le terme de *fragments*, lorsque les clusters sont isolés. Nous devons donc distinguer deux situations :

- **Fragment isolé :**
  Lorsque les fragments sont isolés les uns des autres, de multiples définitions peuvent être utilisées mais sont généralement équivalentes.
  La définition "géométrique" est la plus couramment utilisée et consiste à définir un fragment comme un amas de particules qui sont, deux à deux, à des distances inférieures à la portée du potentiel d'interaction (hors potentiel coulombien). Si le fragment n'est pas encore dans son état fondamental, une définition "énergétique" peut permettre de déterminer, avec une précision relative, sa taille finale après refroidissement.
- **Cluster interagissant avec le milieu :**
  Dans un milieu dense où les interactions entre nucléons sont importantes, la situation est plus complexe et plusieurs algorithmes ont été proposés (ex : Hill, Randrup). Nous avons choisi d'utiliser la définition de Hill. Dans ce cas, un cluster est défini par la somme des particules qui sont liées, deux à deux. Nous sous-entendons par cela les particules qui, deux à deux, ont une énergie cinétique plus petite que leur potentiel d'interaction $E_{cin} < E_{pot}$ où E_{cin} est calculée dans le centre de masse du système des deux particules.

6.4 Les propriétés des clusters.

L'intérêt de définir les clusters dans un milieu thermalisé, dense et chaud, est d'étudier dans quelle mesure, après expansion et refroidissement du système, la distribution en taille des fragments reste corrélée avec la distribution en taille des clusters précédemment déterminée.

L'étude des caractéristiques des clusters en milieu dense, sans interaction coulombienne, a été menée avec une grande précision, par X.Campi, H.Krivine et N.Sator [29, 68]. Cette étude a été effectuée pour des systèmes au-dessus et au voisinage de la courbe de coexistence. Leurs conclusions sont les suivantes :

- Les distributions en taille des clusters préfigurent les distributions en taille de fragments obtenues après expansion.
- Les clusters ne sont ni sphériques ni compacts, et ont, au contraire, des caractéristiques fractales.
- Les distributions en taille de cluster (fragments) prises sur une ligne iso-énergétique (dans le diagramme T, ρ) sont similaires.
- Une de ces lignes correspond à une distribution en taille suivant une loi de puissance dont l'exposant est égal à l'exposant critique τ de la percolation (dite ligne de Kertez). Cette ligne rejoint le point critique de ces systèmes.
- La température interne des clusters est inférieure à la température thermodynamique. La température cinétique de ces clusters est plus élevée que la température thermodynamique. Ces clusters ne sont pas isolés les uns des autres mais en interaction forte. Ces systèmes correspondent donc à des gaz chauds de fragments froids en interaction forte.

Dès lors, nous constatons que les hypothèses telles que la forme, la densité des fragments utilisées par les modèles statistiques nucléaires (SMM, MMMC) ne sont pas vérifiées. De façon plus précise, il faut s'assurer que ces conclusions restent valables dans le cas de systèmes incluant une interaction coulombienne. Dès lors, pour traiter ces systèmes, nous avons supposé que chaque particule possède une charge moyenne. Des calculs distinguant neutrons et protons seraient également possibles, mais ils n'ont pas été entrepris dans le cadre de cette étude.

6.5 Etude des distributions en taille pour un système fini en interaction

La figure 6.4 montre, dans le plan T, ρ les courbes iso-énergétiques pour un système de 189 particules.

Pour une énergie totale de 0.8ϵ, nous avons considéré différentes densités (point sur la figure 6.4) afin d'étudier l'évolution des distributions en taille. Il est possible de différencier deux phases :

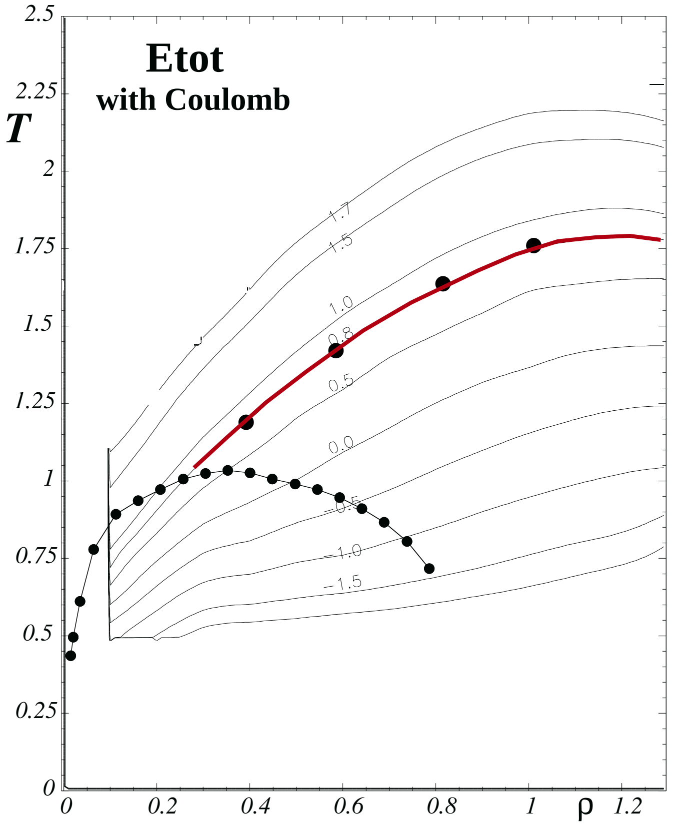


FIG. 6.4 – Ligne Iso-énergie (en unité ϵ) dans le plan T, ρ pour un système en interaction Lennard-Jones+Coulomb (N=189). La ligne en gras indique la localisation de la ligne de coexistence. La ligne pour $E_{tot} = 0.8\epsilon$ correspond à la ligne de Kertez.

- **Système à l'équilibre thermodynamique (avant "expansion") :**
  La figure 6.5 montre les distributions en taille des clusters correspondant à la ligne de Kertez (ligne en gras de la figure 6.4, $E_{tot} = 0.8\epsilon$).
  La figure 6.6 montre les lignes iso-S_{max}, où la taille du plus gros fragment est S_{max}. En suivant une trajectoire iso-énergétique nous pouvons constater, à l'aide de ces deux figures, qu'il ne semble pas y avoir de modification des distributions en taille, hors fluctuations statistiques : Les courbes iso-S_{max} suivent remarquablement les lignes iso-énergie correspondantes (*Fig.* 6.6), ceci jusqu'à une densité de l'ordre de ~ 0.8.
- **Système hors équilibre thermodynamique (après "expansion") :**
  Nous sommes maintenant en droit de nous demander si le comportement des distributions en taille sur une ligne iso-énergétique est conservé au delà de l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire "après expansion". Pour répondre à cette interrogation, nous autorisons l'ouverture de l'enceinte une fois le système thermalisé. Les figures 6.7 et 6.8 illustrent les nouveaux résultats obtenus.

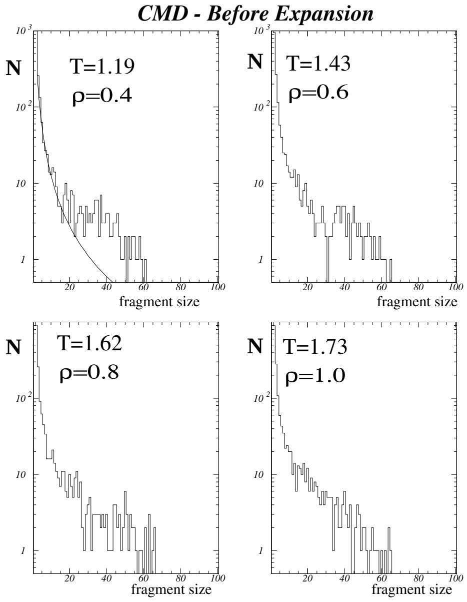


FIG. 6.5 – Distribution en taille des clusters avant expansion. La courbe en trait plein correspond à une loi de puissance($s^{-\tau}$).

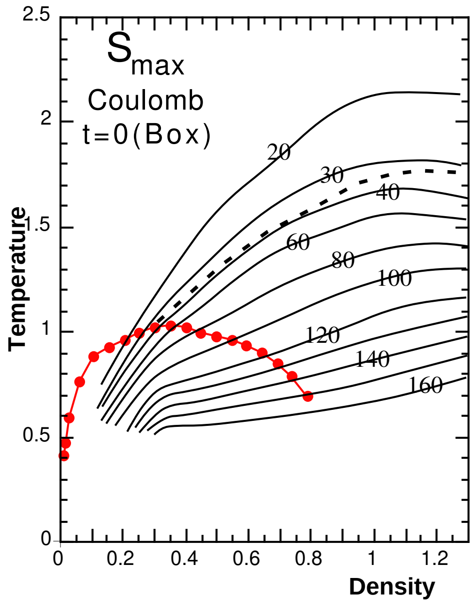


FIG. 6.6 – Ligne iso-S_{max} avant expansion. La ligne en pointillés indique la ligne iso-énergie pour $E_{tot} = 0.8\epsilon$. La ligne en gras indique la localisation de la ligne de coexistence.

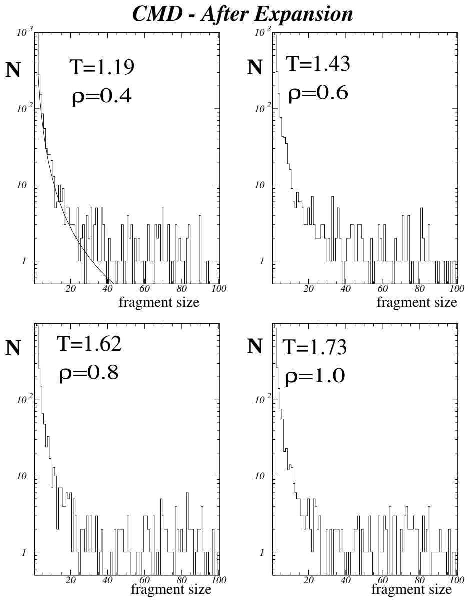


FIG. 6.7 – Distribution en taille des fragments après expansion. La courbe en trait plein correspond à une loi de puissance($s^{-\tau}$).

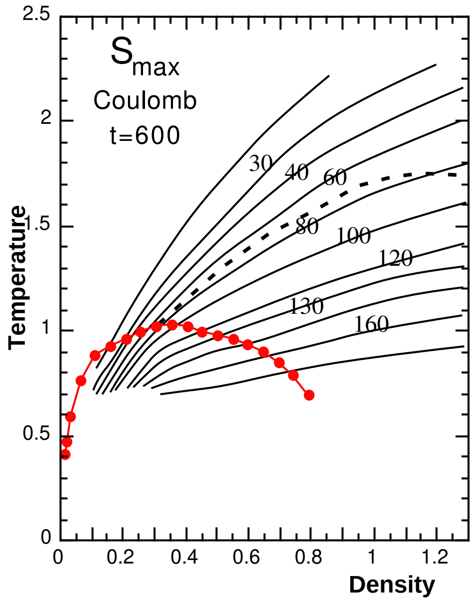


FIG. 6.8 – Ligne iso-S_{max} après expansion. La ligne en pointillés indique la ligne iso-énergie pour $E_{tot} = 0.8\epsilon$. La ligne en gras indique la localisation de la ligne de coexistence.

En comparant ces figures, nous pouvons constater que :

- Les distributions en charge restent identiques pour les lignes iso-énergétiques jusqu'à des densités ~ 0.8.
- La taille du *fragment* le plus gros augmente légèrement par rapport à la taille du *cluster* correspondant, pour un couple $(T,\ \rho)$ donné. Il est possible que cela reflète "un refroidissement" dû à la diminution de l'énergie potentielle dès l'ouverture de l'enceinte.

6.6 Peut-on définir un freeze-out ?

Une des hypothèses clés des codes de multifragmentation statistique est l'existence d'un volume de "freeze-out" : Volume pour lequel les fragments n'interagissent que par l'interaction coulombienne. Un modèle de dynamique moléculaire classique permet d'étudier cette hypothèse.

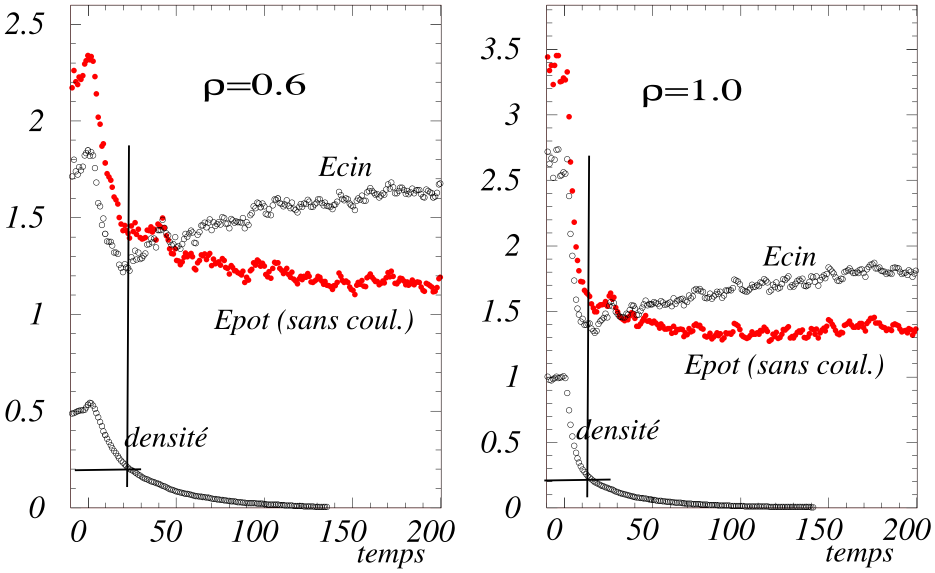


FIG. 6.9 – Evolution de l'énergie cinétique et potentielle (sans la contribution coulombienne) pour deux densités différentes. Dans les deux cas le freeze-out peut être évalué à $\rho = 0.2$. Le calcul est fait pour $E_{tot} = 0.8$ et 189 particules.

La figure 6.9 montre l'évolution de l'énergie cinétique moyenne (proportionnelle, à $t = 0$, à la température), de l'énergie potentielle (non coulombienne) et de la densité lors de l'expansion. L'instant $t = 0$ correspond au début de l'expansion (élimination des cloisons de la boîte). Nous avons considéré deux densités distinctes mais pour une même valeur de E_{tot} ($E_{tot} = 0.8\epsilon$).

A ce stade, il est nécessaire de déterminer, hors équilibre, la densité du système au cours du temps. A l'aide d'une paramétrisation de l'énergie coulombienne en fonction de la densité (*Fig.* 6.10) nous avons estimé ρ.

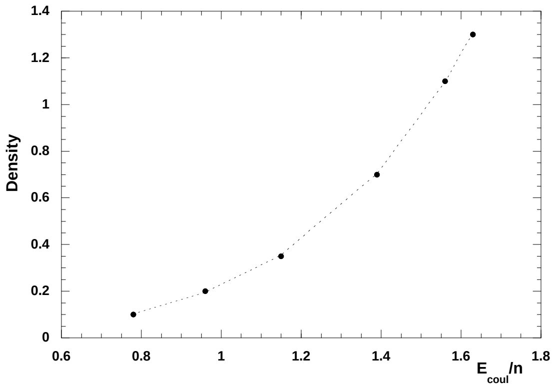


FIG. 6.10 – Evolution de l'énergie coulombienne en fonction de la densité.

La procédure est la suivante : pour un ensemble de N particules, à une densité ρ, formant un système thermalisé, nous calculons l'énergie coulombienne. Répétant itérativement cette procédure, en changeant la densité, nous obtenons alors un ensemble de couples (ρ, E_{coul}) (*Fig.* 6.10). A l'aide d'un ajustement numérique, nous pouvons obtenir la paramétrisation recherchée :

$$\rho \;=\; 0.341.\Big(\frac{E_{coul}}{N}\Big)^4 - 0.570.\Big(\frac{E_{coul}}{N}\Big)^3 + 0.615.\Big(\frac{E_{coul}}{N}\Big)^2 - 0.163.\frac{E_{coul}}{N} \qquad (6.3)$$

Comme nous l'indique la figure 6.9, nous constatons un brusque "refroidissement" du système qui correspond à une disparition rapide de l'énergie potentielle entre clusters consécutif à la diminution de la densité. Après un certain temps, l'énergie cinétique augmente de nouveau, le potentiel coulombien ayant pour effet d'accélérer les clusters. Nous avons supposé que ce changement de comportement de l'énergie cinétique pouvait servir à définir le freeze-out. En fonction de la densité initiale, ce point est atteint plus ou moins rapidement : pour $\rho = 0.6$ il faut attendre $\sim$ 20. A partir de la définition du volume de "freeze-out", et à l'aide de la dépendance de ρ en fonction du temps, nous déduisons la densité du "freeze-out" : $\rho_{fo} \simeq 0.2$ (*Fig.* 6.9). Notons que cette dernière est quasi-invariante quelque soit la densité initiale considérée.

6.7 Du cluster au fragment :

Nous avons vu précédemment que l'évolution des distributions en masse "avant expansion" et "après expansion" reste proche, pour autant que nous ayons choisi des densités et des températures sur une ligne iso-énergétique. Une nouvelle question se pose alors à nous : Les fragments obtenus à des temps $t >> 1$ (équivalent à l'infini) sont-ils constitués des mêmes particules que les clusters de Hill au temps $t = 0$?

Pour répondre à cette interrogation, il nous faut définir "la persistance des fragments". Nous nommerons "persistance" la proportion de particules d'un *fragment* présentes dans le "*cluster* père le plus probable" (les clusters étant définis juste au moment précédent l'expansion). Le "cluster père le plus probable" est défini comme étant celui produisant la persistance la plus élevée. La figure 6.11 illustre un exemple caractéristique des résultats obtenus.

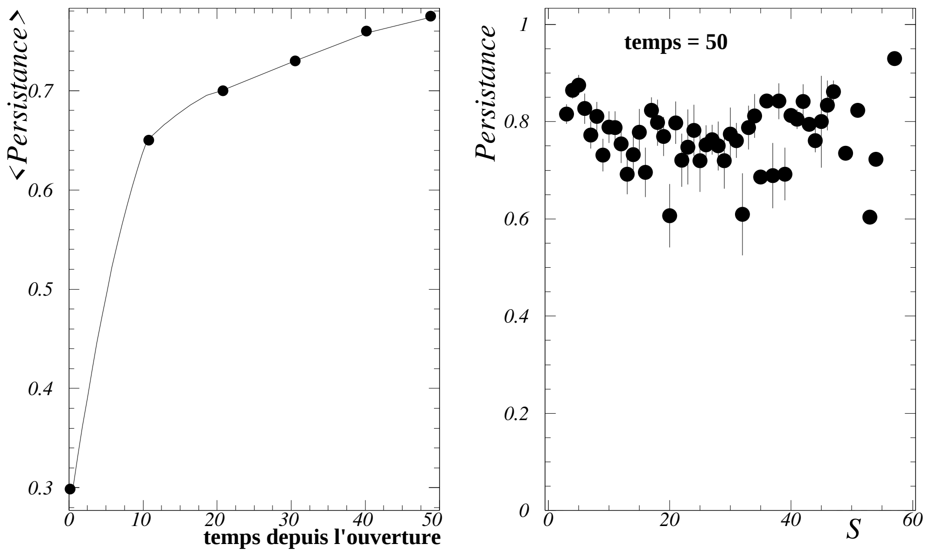


FIG. 6.11 – Etude de la persistance des clusters. A gauche, persistance moyenne en fonction du temps. A droite persistance en fonction de la taille au temps $t = 50$.

Nous observons, sur la figure 6.11, qu'au temps $t = 0$, la persistance est faible ($\simeq 0.3$) alors qu'elle augmente rapidement pour atteindre 0.8 au temps correspondant au freeze-out. Cela conforte donc l'hypothèse qu'un freeze-out chimique peut être défini à basse densité. La faible valeur de la persistance ~ 0.3 à $t = 0$ montre que la distribution en taille des clusters de Hill n'est valable que statistiquement (les particules composant les uns et les autres ne sont pas strictement les mêmes).

Ces calculs sont prospectifs et doivent être étendus afin de valider la généralité de nos remarques. Moyennant cette précaution, il semble que ces calculs confortent la notion de "freeze-out", défini comme la densité à laquelle les fragments sont déterminés et où l'activité chimique (échange de particules) cesse. Les densités de "freeze-out" observées pour CMD sont de l'ordre de 0.2, proches de celles utilisées dans SMM ou MMMC.

Il est également intéressant d'étudier l'évolution thermodynamique d'un système du début de l'expansion au freeze-out. La figure 6.12 illustre ce point (pour un calcul) pour un système initialement sur la ligne de Kertez. Nous observons que la trajectoire dans le plan T, ρ suit presque la ligne iso-énergie. Remarquons que dès l'ouverture de l'enceinte, la notion de température et de densité ne sont plus définies, et que ce qui est représenté sur la figure 6.12 est une estimation de ces quantités. Avec ces réserves, on observe que la température au “freeze-out” ($\rho \simeq 0.2$) est plus faible que celle correspondant à la ligne iso-énergétique ($E_{tot} = 0.8\epsilon$), traduisant le phénomène de “refroidissement” mentionné plus haut.

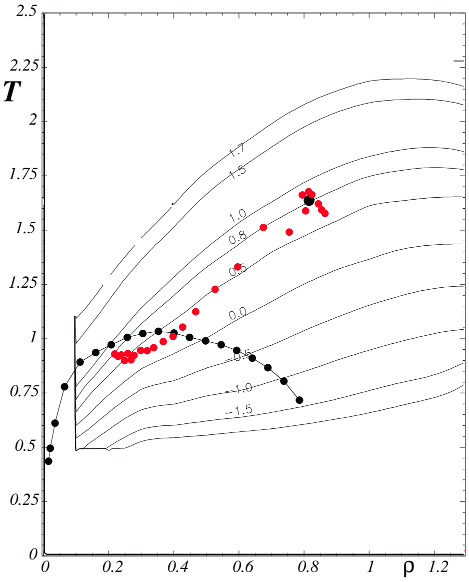


FIG. 6.12 – Evolution d'un système (N=189, $E_{tot} = 0.8$, $\rho = 0.8$) depuis la disparition des cloisons jusqu'à $t >> 1$. Cette évolution est superposée à la carte de la distribution d'énergie totale (*Fig.* 6.4). Le point T, ρ le plus bas ($T \simeq 0.85$, $\rho = 0.2$) de l'évolution correspond approximativement au freeze-out (*Fig.* 6.9).

6.8 Etude de l'influence des fortes densités

En dehors des aspects thermodynamiques constatés dans l'étude des données Au+Au, nous avons observé la présence, à haute énergie incidente, d'un flot collectif important. Nous nous sommes posé la question de son influence sur les distributions en taille.

Pour étudier ces effets, nous avons effectué des calculs à énergie totale constante (N=189, $E_{tot} = 1.2$), mais à des densités différentes : $\rho \in [\ 0.3,\ 1.3\ ]$. Il est nécessaire de préciser que pour les grandes densités, un système classique, avec l'interaction à courte portée de type Lennard-Jones a une configuration cristalline marquée.

La figure 6.13 montre les effets de la densité initiale ($t = 0$) sur les énergies cinétiques et les distributions en taille des fragments ($t >> 1$) : ronds pleins pour $\rho = 0.3$ et ronds vides pour $\rho = 1.3$. Nous observons sur la figure de droite, que les distributions en taille restent très proches, en accord avec nos conclusions sur l'évolution des systèmes isoénergétiques. Par contre, la figure de gauche montre des énergies cinétiques moyennes (à $t >> 1$) très différentes. Les lignes correspondent à un calcul analytique coulombien, prenant en compte la position moyenne des fragments de taille S au temps $t = 0$, et supposant une densité uniforme. Le bon accord entre ces calculs et les résultats de la simulation semble indiquer qu'une mémoire de la densité initiale est conservée au niveau des énergies cinétiques.

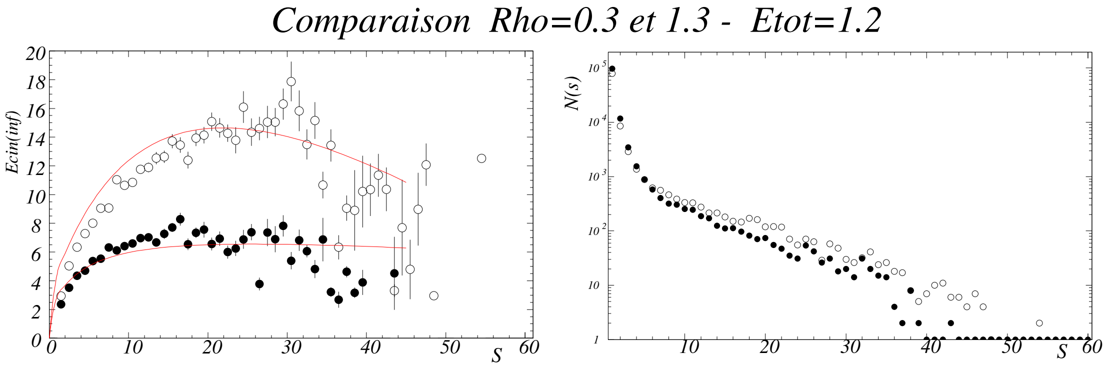


FIG. 6.13 – Comparaison entre deux calculs (N=189, $E_{tot} = 1.2$ et $E_{flow} = 0.$ effectués pour $\rho = 0.3$ (symbole plein) et pour $\rho = 1.3$ (symbole vide). A gauche, énergies cinétiques moyennes en fonction de la taille des fragments observées à $t >> 1$. Les lignes donnent les résultats d'une formule analytique qui tient compte de l'interaction coulombienne et de la température. A droite, les distributions en taille.

6.9 Conclusion

Les calculs de dynamique moléculaire sont des outils tout à fait intéressants pour étudier la validité de certaines hypothèses faites dans les modèles statistiques utilisés par la communauté de physique nucléaire.

Les calculs effectués dans le cadre de ce chapitre (interaction Lennard-Jones et Coulomb) nous permettent de faire les remarques suivantes :

Les distributions en taille observées à l'infini ne dépendent que de l'énergie totale du système.

L'hypothèse du "freeze-out", définie comme l'instant où les fragments n'interagissent plus en eux, semble validée. Les densités obtenues sont compatibles avec celles utilisées par les modèles statistiques (ex : SMM, MMMC).

Les énergies cinétiques des fragments à l'infini semblent garder la mémoire de la densité initiale du système ($t = 0$). Il semblerait que cet effet soit uniquement dû au potentiel coulombien. Des calculs sans Coulomb devront être effectués pour valider cette hypothèse.

En contrepartie cet effet de “flot coulombien” ne semble pas avoir d’effet notable sur les distributions en taille des fragments, contrairement à notre intuition initiale.

Il semble plus délicat, et à ce jour impossible, de déterminer à partir des caractéristiques finales des fragments, la température relevante du système ($T = T_0$ ou $T = T_{fo}$?) en raison de la faible valeur de cette quantité par rapport aux effets coulombiens.

Chapitre 7

Conclusion

Mon travail de thèse a été consacré à l'étude des collisions centrales du système Au+Au entre 40 à 100 MeV/A. Ces données ont été recueillies par la collaboration INDRA-ALADIN lors de la 4^{eme} campagne d'INDRA auprès du SIS au GSI (Darmstadt) en 1998-1999.

Ayant été chargé, par la collaboration INDRA-ALADIN, de la réduction des données des deux premiers étages de détection d'*INDRA*, constitués de chambre d'ionisation et des détecteurs Silicium (couronnes 2 à 9), un important travail d'identification en charge mais également d'étalonnage en énergie, a été réalisé. Cette étude a notamment permis de mettre évidence un effet de non linéarité au sein de la chaîne d'acquisition d'*INDRA*. Après avoir identifié et rectifié ce comportement, un ensemble de données de très bonne qualité a été obtenue. A l'issu de deux ans d'un travail en étroite collaboration avec la collaboration INDRA-ALADIN, la première version des données de la 4^{eme} campagne d'*INDRA* a pu voir le jour. Soulignons toutefois qu'à ce jour certains problèmes liés au traitement de la "cohérence" restent à corriger.

L'analyse physique de ces données a donc porté sur l'étude des collisions centrales. En me basant sur les travaux antérieurs de la collaboration *INDRA* à plus basse énergie, j'ai pris comme a priori que ces réactions pouvaient être associées à une multifragmentation de nature statistique.

Pour sélectionner les collisions centrales, j'ai mis en oeuvre deux méthodes de sélection. La première se fonde sur une estimation du paramètre d'impact à partir de l'énergie transverse des particules légères. La seconde repose sur une Analyse en Composante Principale (ACP). Ces deux outils m'ont permis de m'assurer de l'indépendance de la topologie des événements retenus vis-à-vis de la méthode de sélection. J'ai notamment entrepris une comparaison des principales observables physiques : P_{tot}, M_{LCP}, distribution en charge, etc.. . Ce travail a également permis d'exposer la problématique et les implications liées à l'emploi de telles méthodes de sélection.

Suite à ce travail, et en considérant un équilibre thermodynamique, j'ai analysé les événements à l'aide du code de multifragmentation statistique SMM.

A partir de cette première approche, basée sur l'étude des partitions, il m'a été possible de déterminer la masse, la charge et l'énergie thermique des sources "uniques" pour les différentes énergies incidentes.

Dans une seconde étape et au vu de l'anisotropie angulaire observée pour les énergies cinétiques, j'ai analysé les données en utilisant l'hypothèse d'un "freeze-out" déformé associé à un flot collectif radial auto-similaire. Ceci m'a permis d'extraire les valeurs de déformation et d'énergie de flot pour les quatre énergies étudiées.

Il me semble que cette étude constitue un des rares exemples où, sur un domaine d'énergie aussi important, l'évolution de la déformation de la source et de la valeur du flot ont pu être étudiées avec autant de précision. Le domaine en énergie couvert par ces données a permis d'étudier le flot radial depuis l'énergie où il apparaît, à 40 MeV/A, jusqu'à 100 MeV/A où il atteint des valeurs très importantes. En effet, à cette énergie, on constate que l'énergie de flot est *égale* à l'énergie thermique ($\sim$ 9 MeV/A). Cela pose donc la question de la validité de notre approche qui utilise des codes statistiques négligeant l'influence de ce flot collectif sur la détermination des partitions. Notons cependant que nous pourrions avoir un raisonnement inverse et estimer que l'accord obtenu avec les données expérimentales démontrerait la validité du découplage entre ce flot et les partitions.

L'ensemble de ces paramètres (Z_0, A_0, E_{therm}, E_{flot}, ϵ) et les nombreux spectres associés représentent la partie essentielle et les résultats les plus importants de mon travail. Il n'est pas question ici de prétendre avoir démontré la nature thermodynamique de la multifragmentation. Cependant, le nombre, la variété des données expérimentales reproduites et la qualité des ajustements obtenus me permettent d'avoir une certaine confiance en l'explication physique sous-tendue par les modèles statistiques utilisés. Cette confiance ne m'empêche pas d'avoir quelques réserves sur des points spécifiques.

Notre approche des collisions centrales repose sur l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique. Cet équilibre est-il atteint lors de la collision de noyaux lourds ? Grâce à des calculs de Dynamique Moléculaire Quantique (QMD), qui nous ont été fournis par J.Aichelin et N.Buecking, nous avons pu vérifier que ce modèle reproduisait, pour les collisions les plus centrales, les distributions en charge et les énergies cinétiques expérimentales des fragments. Il a également été possible de constater que les nucléons constituant les fragments finaux étaient issus d'un mélange de nucléons provenant aussi bien de la cible que du projectile. Ce résultat fort intéressant ne démontre pas qu'il y ait eu thermalisation, mais il constitue un élément de plus en sa faveur. Une étude complémentaire des spectres en énergie cinétique, mais également de leurs dépendances angulaires, s'avérera intéressante.

Parallèlement, afin de vérifier la validité de la notion de "freeze-out" et l'influence du flot sur les partitions, j'ai entrepris un ensemble de calculs de Dynamique Moléculaire

Classique (CMD). Ces derniers se sont révélés être une source d'informations fort instructives. On constate que les distributions en taille des fragments produits ne semblent être gouvernées que par l'énergie totale du système. La notion de "freeze-out" est validée par ces calculs : pour des densités de l'ordre de 0.2, les échanges de particules cessent et les fragments évoluent indépendamment les uns des autres. L'énergie cinétique des fragments semble garder la mémoire de la densité initiale du système grâce à l'interaction coulombienne, sans pour autant modifier les distributions en tailles. Par contre il n'a pas été possible de déterminer à partir des caractéristiques des fragments à l'infini, les températures relevantes du système.

Cette étude nous laisse penser que ce que nous avons interprété comme un flot collectif radial, superposé à un équilibre thermodynamique, ne serait en réalité que le reflet d'une répulsion, principalement coulombienne, issue d'une densité élevée ($\rho > 0.3$), atteinte lors des premiers instants de la collision : plus l'énergie incidente est élevée, plus les densités atteintes sont importantes, se traduisant par des énergies cinétiques (flot collectif) croissantes.

Cette première analyse sur un ensemble de données de qualité, couvrant un large domaine en énergie, doit pouvoir être poursuivie dans plusieurs directions.

Il serait très intéressant de comparer ces résultats avec ceux obtenus sur le système Xe+Sn. Cette analyse est l'objet de la thèse de S.Hudan [69]. Cette comparaison permettra de voir quelle influence la taille du système peut avoir sur la charge, l'énergie et la déformation de la source, et sur l'évolution du flot radial, en fonction de l'énergie incidente.

Pour l'analyse et la compréhension détaillée de cette physique, des calculs de type CMD doivent être poursuivis. Ils doivent être étendus à un plus grand domaine en énergie, et analysés plus en détail : étudier l'évolution dynamique entre l'ouverture de l'enceinte et l'obtention du freeze-out, déterminer le comportement des températures au cours du temps, sont quelques-uns des objectifs envisageables. Peut-on imaginer effectuer ce type de calcul avec une interaction plus réaliste (AMD[1] [70], FMD[2] [71]) ?

Les calculs de collisions d'ions lourds, avec le code QMD, nous ont déjà apporté des résultats intéressants ; il faut les poursuivre plus en détail. Peut-être sera-t-il possible d'en extraire les densités maximales atteintes par le système ?

Enfin, les collisions centrales que nous avons étudiées ici ne constituent pas un ensemble isolé, mais au contraire, elles se raccordent d'une manière continue avec les collisions plus périphériques. Il faut faire le lien avec cette physique qui comporte certainement une composante "hors-équilibre" plus importante. Il y a là un travail intéressant à effectuer. J.Lukasik et la collaboration *INDRA-ALADIN* s'y attellent déjà [72].

---

[1] Modèle de dynamique moléculaire quantique

[2] Modèle de dynamique moléculaire pour un système de fermion

Bibliographie

[1] M.B.Tsang et al., Phys. Rev. Lett. 71(1993)1502
[2] M.F.Rivet and the INDRA coll., Phys. Lett. B388(1996)219
[3] L.Beaulieu et al.,Phys. Rev. Lett. 84(2000)5971
[4] U.Jahnke et al., Phys. Rev. Lett. 83(1999)4959
[5] C.A.Ogilvie et al. Phys. Rev. Lett 67(1991)1214
[6] J.Hubele et al., Phys. Rev. C 46(1992)R1577
[7] M.E Fisher, Phys. 3 (1967)255
[8] R.Neubauer et J.Aichelin, Nucl. Phys. A 683 (2001)605
[9] F.Gulminelli and P.Chomaz, Phys. Rev. Lett. 82(1999)1402
[10] N.Le Neindre, Thèse Université de Caen (1999)
[11] M.D'Agostino et al., Phys. Lett. B 473(2000)219
[12] J.Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. 75(1995)1040
[13] Y.G. Ma and the INDRA coll., Phys. Lett B 390(1997)41
[14] B.Borderie and the INDRA coll., Phys. Rev. Lett. 86(20001)3252
[15] G.J.Kunde et al., Phys. Rev. Lett. 74(1995)38
[16] W.C.Hsi et al., Phys. Rev. Lett. 73(1994)3367
[17] S.Chikazumi et al., Phys. Rev C 63, 024602-1
[18] S.Pal, S.K.Samadar and J.N.De, Nucl. Phys A608(1996)49
[19] J.P.Bondorf et al., Nucl. Phys. A443 (1985)321
[20] A.S.Botvina et al., Nucl. Phys. A475(1987)663
[21] D.H.Gross, Nucl. Phys. A428(1984)313
[22] N.Marie et al., Phys. Lett. B391(1997)15
[23] S.Salou, Doctorat de l'Université de Caen
[24] N.Salou, Thèse de l'Université de Caen (1997)
[25] D'Agostino et al., Phys. Lett. B371 (1996)175

[26] W.Reisdorf and H.G.Ritter, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1997)663

[27] N.Hermann, J.P.Wessels et T.Wienold, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49 (1999)561

[28] Ch.Hartnack et J.Aichelin, Phys. Lett. B 506(2001)605

[29] X.Campi, H.Krivine and N.Sator, Nucl. Phys. A681(2001)458c

[30] L.Valentin, Le monde subatomique, énigmes et trouvaille Hermann, Editions des sciences et des arts

[31] N.Copinet, Multidétecteur INDRA : Simulation de la géométrie et etude des détecteurs au Silicium, Thèse docteur ingénieur 1993 (Caen)

[32] O.Tirel, Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire, Thèse de l'Universite de Caen (1998)

[33] J.Pouthas et coll. INDRA, NIM A 357 (1995) 418

[34] J.Pouthas et al., NIM A 369 (1996) 222

[35] J.Galin, U.Jahnke, J.Phys. G, Nucl. Part. Phys. 20(1994)1105

[36] M.Moszynski et al., NIM A 343 (1994) 563

[37] AMPHORA Collaboration : D.Drain et al., Nucl. Instr. and Meth. A281(1989)538

[38] R.T.DeSouza et al., Nucl. Instr. and Meth. A295(1990)109

[39] T.L.Hill, J.CHEM Phys. 23 (1955)617

[40] D.Durand et B.Tamain, Noyaux en collisions, Ecole Joliot-Curie 1995

[41] K.Turzo, Thèse de l'Université de Lyon (2002)

[42] A.Gobbi et al., NIM A 324 (1993) 156

[43] J.Hubele et al., Z. Phys. A340 (1991) 340

[44] L. Nalpas, Thèse de doctorat de l'Université de Paris XI, DAPNIA/SPhN-96-02T (1996)

[45] Glenn F.Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons (1979)

[46] H.Wohlfarth et al., Nucl. Instr. and Meth. 140

[47] G.Tabacaru, Thèse de l'Université de Paris XI (2000)

[48] J.Frankland, Thèse de l'Université de Paris XI (1998)

[49] P.Desesquelles, Ecole Juliot Curie (1994)269

[50] F.Lavaud et la coll. INDRA-ALADIN, Proc. of the XXXIX Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Ed. by I.Iori and A.Moroni, Bormio (ITALY), Jan. 2001

[51] N.Bellaize, Thèse de l'Université de Caen (2000)

[52] FOPI Collaboration, Nucl. Phys. A612 (1997)493

[53] C.Charvet, Rapport de stage D.E.A.

[54] B.Bouriquet, Thèse de l'Université de Caen (2001)

[55] INDRA collaboration, "Livre jaune" (2000)

[56] J.Lukasik et la coll. INDRA, Phys. Rev. C55 (1997)1906

[57] E.Plagnol et la coll. INDRA, Phys. Rev. C61 (2000)014606

[58] C.O.Bacri, Habilitation de l'Université Paris XI (2001)

[59] J.P.Bondorf et al., Phys. Rep. 257 (1995)133

[60] V.Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295

[61] N.Bohr, Nature 137 (1936) 344

[62] A.Le Fevre, Thèse de l'Université de Paris VII (1997)

[63] A.Le Fevre, M. Płoszajczak, V.D. Toneev, Phys. Rev. C 60 (1999)

[64] D.H.Gross et al., Phys. Rev. C 60 (1999)

[65] J.Aichelin, Phys. Rep. 202 (1991)233

[66] O.Tirel, Thèse de l'Université de Caen (1998)

[67] A.Vicentini, J.Jacucci and V.R.Pandharipande, Phys. Rev. C21 (1985) 1983

[68] N.Sator, Thèse de l'Unisersité de Paris XI (2000)

[69] S.Hudan, Thèse de l'Université de Caen (2001)

[70] Y.Sugawa and H.Horiuchi, Phys. Rev. C60 (1999)064607

[71] J.Schnack and H.Feldmeier, Phys. Letter B409 (1997)6

[72] J.Lukasik et la coll. ALADIN-INDRA, INPC01 Berkeley (2001)

[73] X.Campi, Phys. Lett. B208 (1988) 351

[74] G.C.Fox and S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1581

[75] O.Lopez, Thèse de l'Unisersité de Caen (1993)

[76] N.Copinet, thèse de l'Université de Caen (1990)

[77] D.Cussol, private communication

[78] C.Cavata et al., Phys. Rev. C42 (1990) 1760

[79] K.Turzo, Thèse de l'Université de Lyon